

04;09;12

## **Применение сверхвысокочастотной двухпроводной линии, расположенной на границе с исследуемой зоной, для измерения концентрации электронов в низкотемпературной плазме**

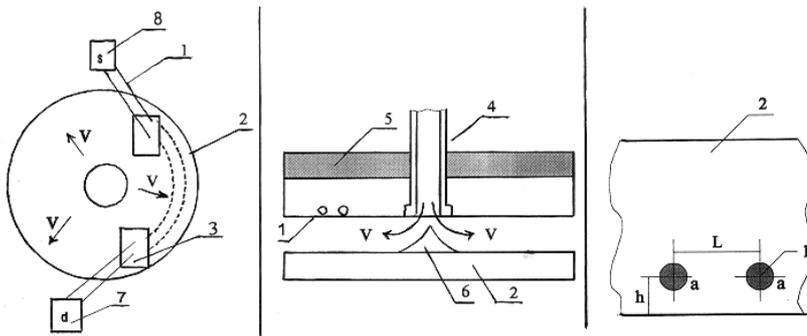
© А.Д. Зуев, А.Г. Смолин

Физико-технический институт им. А.Ф.Иоффе РАН, С.-Петербург

Поступило в Редакцию 13 сентября 1996 г.

Для бесконтактной диагностики низкотемпературной плазмы и ее потоков в каналах сложного профиля создан новый метод для измерения концентрации электронов с хорошим пространственно-временным разрешением на основе двухпроводной линии.

Использование двухпроводной сверхвысокочастотной линии позволяет существенно улучшить пространственное разрешение по сравнению с методами свободного пространства при измерении концентрации электронов в плазме. Это свойство двухпроводной линии было использовано в работе [1] для случая, когда проводники линии проходили через слой плазмы толщиной более 3 длин волн ( $\lambda = 3$  см), что позволяет получить корректные результаты в покоящейся и медленно движущейся относительно проводников линии плазме. Однако применение двухпроводной линии при таком расположении проводников для диагностики сверхзвуковых потоков не представляется возможным из-за возмущений, вносимых измерительной линией в исследуемый поток и деформаций самой линии набегающим потоком. Для диагностики



**Рис. 1.** Размещение проводников двухпроводной линии в дисковом МГД канале. 1 — проводники двухпроводной линии, 2 — диски МГД канала (материал — фторопласт-4), 3 — герметизирующие устройства, 4 — впускная труба, 5 — поглощающая СВЧ излучение резина, 6 — раскататель, 7 — приемник, 8 — генератор.

низкотемпературной плазмы и ее потоков в каналах сложного профиля без возмущения потока элементами измерительной схемы предлагается метод диагностики, основанный на применении сверхвысокочастотной двухпроводной линии в качестве зондирующего элемента, при котором проводники двухпроводной линии размещаются в материале стенок канала (диэлектрик-фторопласт-4) в направлении, в котором параметры плазмы остаются однородными. Пространственное разрешение при этом, согласно экспериментам и расчетам, составляет примерно 1 см (при  $\lambda = 3$  см). При таком расположении линии метод применим даже при малом расстоянии между стенками канала.

Предлагаемый метод был практически реализован, экспериментально проверен и использован на экспериментальной установке — дисковом МГД канале, сопряженном с ударной трубой [2]. Поток ионизованного газа создавался в ударной трубе, а затем через разворачивающее сопло поступал в дисковый канал. Стенки канала были сделаны из фторопласта, высота канала 1 см, внешний радиус дисков 15 см. Проводники измерительной СВЧ линии были расположены по дугам окружностей с радиусами 82.5 и 90 мм на внутренней стенке внешнего диска и утоплены на глубину  $h = 0.5$  мм (рис. 1). Длина измерительной части сверхвысокочастотной линии равнялась  $S = 15$  см.

Для экспериментальной проверки возможности предлагаемого метода и тарирования рабочей установки, концентрация электронов определялась также независимо от сверхвысокочастотного метода при тех же условиях с помощью известного электромагнитного метода, основанного на измерении индуцированного тока, возникающего при движении плазмы в поперечном магнитном поле [2]. Измерения проводились в смесях инертного газа Хе с азотом в режимах, при которых дополнительная ионизация в индуцированном электрическом поле не развивалась. Некоторые из этих данных приведены в таблице.

Данные по экспериментальной проверке предлагаемого метода в смесях инертного газа Хе с азотом (90% Хе + 10% азота в камере низкого давления ударной трубы) при числах Маха порядка 3.5

| Номер эксперимента | Частота соударений $\nu$ электронов с тяжелой компонентой, $\text{с}^{-1}$ | Концентрация электронов, полученная из измерений электромагнитным методом, $\text{см}^{-3}$ | Концентрация электронов, определяемая СВЧ методом, по данным тарировки СВЧ метода электромагнитным методом, $\text{см}^{-3}$ |
|--------------------|--|---|--|
| 1                  | $5.1 \cdot 10^{10}$  | $(6.0 \pm 0.4) \cdot 10^{11}$   | $(5.7 \pm 0.5) \cdot 10^{11}$  |
| 2                  | $3.2 \cdot 10^{10}$  | $(5.5 \pm 0.4) \cdot 10^{11}$   |  |
| 3                  | $2.4 \cdot 10^{10}$  | $(5.9 \pm 0.4) \cdot 10^{11}$   |  |
| 4                  | $2.0 \cdot 10^{10}$  | $(5.4 \pm 0.4) \cdot 10^{11}$   |  |

Предлагаемая сверхвысокочастотная методика основана на использовании зависимости постоянной затухания электромагнитных волн, распространяющихся по двухпроводной линии, от концентрации электронов. Данная зависимость была рассчитана нами для наших условий с помощью работ [3,4]. В силу малости расстояния  $h$  по сравнению с  $L$  можно приближенно рассматривать каждый проводник линии над проводящим слоем в отдельности, пренебрегая влиянием другого проводника. Допустимость данного приближения была обоснована в работе [3], в которой была решена задача о распространении электромагнитных волн вдоль одного провода и вдоль многопроводной линии, находящихся над плоской однородной проводящей поверхностью, исходя из строгой постановки задачи. В этой же работе было получено уравнение для определения постоянной распространения  $q$  (комплексная величина)

1\* Письма в ЖТФ, 1997, том 23, № 14

вдоль провода, справедливое ( $L \gg a$ ,  $L \gg h$ ) с хорошей точностью и для двухпроводной линии (в качестве первого приближения), в зависимости от свойств (диэлектрическая и магнитная проницаемость, проводимость) провода, диэлектрика и проводящего слоя

$$m_2(H_0(m_2a) - H_0(2m_2h))/H'_0(m_2a) = 2Fm_1/m_2\pi i H'_0(m_2a) + J_0(m_1a)/\varepsilon'_1 J'_0(m_1a), \quad (1)$$

где  $J_0(\xi)$ ,  $H_0(\xi)$  — функции Бесселя и Ханкеля 1-го рода нулевого порядка,

$$F = 2\varepsilon'_2 \int_0^\infty \frac{\eta_2 \eta_3 - \nu^2}{\varepsilon'_3 \eta_2 + \varepsilon'_2 \eta_3} \exp(-2\eta_2 h) d\nu, \quad \eta_j = \sqrt{\nu^2 - m_j^2}, \quad \text{Re}(\eta_j) > 0,$$

$$m_j = \sqrt{k_j^2 - q^2}, \quad \text{Im}(m_j) > 0, \quad k_j = (\omega/c) \cdot \sqrt{\varepsilon'_j \mu_j},$$

$$\text{Im}(k_j) > 0, \quad \varepsilon'_j = \varepsilon_j - (4\pi i \sigma_j / \omega),$$

$\varepsilon'_j$  — комплексная диэлектрическая постоянная,  $\varepsilon_j$  — диэлектрическая постоянная,  $\sigma_j$  — проводимость, индексы 1, 2, 3 относятся соответственно к проводнику, диэлектрику, плазме.

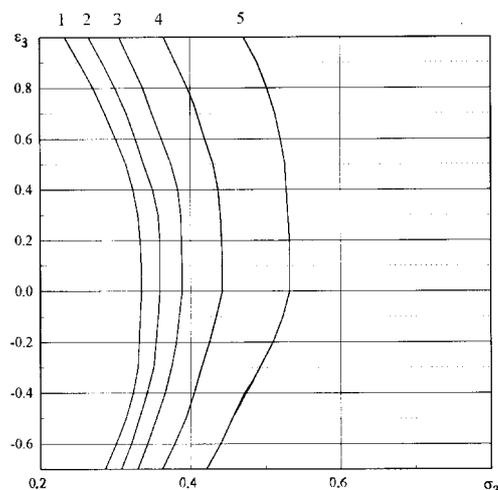
Поскольку преобразование уравнения (1) с целью получения сравнительно простой формулы для определения  $q$  выполнено в [2] для другого частотного интервала, постоянная распространения находилась из уравнения (1) расчетным путем с помощью метода последовательных приближений. Полученные в результате расчета зависимости  $\varepsilon_3(\sigma_3)$  при различных значениях поглощения для параметров данной экспериментальной установки приведены на рис. 2.

Соотношение между высокочастотной проводимостью и диэлектрической проницаемостью плазмы определяется формулами [4]

$$\varepsilon_3 = 1 - \sigma_3 / \varepsilon_0 \nu, \quad (2)$$

$$\sigma_3 (e^2 n_e \nu / m_e) (\omega^2 + \nu^2)^{-1}, \quad (3)$$

где  $\nu$  — эффективная частота столкновений электронов,  $n_e$  — концентрация электронов,  $m_e$  — масса электрона. При пересечении двух прямых (2)  $\varepsilon_3(\sigma_3)$  при минимальном и максимальном значениях



**Рис. 2.** Расчетная зависимость  $\varepsilon_3(\sigma_3)$  при различных значениях ослабления, характеризуемого отношением квадратов напряженностей электрических полей в приемнике  $E^2/E_0^2$  ( $E, E_0$  — напряженности электрических полей при наличии плазмы в канале и при ее отсутствии соответственно). 1 —  $E^2/E_0^2 = 0.99$ , 2 — 0.8, 3 — 0.6, 4 — 0.4, 5 — 0.2.

$\nu = (2 \cdot 10^{10} - 5 \cdot 10^{10}) \text{ с}^{-1}$  с двумя расчетными зависимостями  $\varepsilon_3(\sigma_3)$  из (1) при коэффициенте ослабления 0.99 и 0.6 образуется площадь, ограниченная этими кривыми. При этом концентрация электронов в пределах данной площади согласно формуле (3) меняется в диапазоне  $(1.5 - 2.0) \cdot 10^{12} \text{ см}^{-3}$ . Как видно из этих расчетов, при ослаблении сигнала до уровня 0.6 (при малых ослаблениях) в силу близкого расположения кривых определяемая таким образом концентрация электронов слабо зависит от частоты  $\nu$  и колебаний ослабления в диапазоне 0.99–0.6 (для данных параметров линии). Причем данное предположение с хорошей точностью подтверждается при сравнении с результатами, полученными электромагнитным методом. Расчет приведен для самого неблагоприятного значения заглупления  $h_{\text{max}} = 0.57 \text{ мм}$  с точки зрения неопределенности в  $n_e$  при реальном допуске  $h = 0.5 \pm 0.07 \text{ мм}$ .

Используемый диапазон значений для  $\nu$  был получен из газодинамических расчетов для конкретной серии экспериментов, соответственно

этому подбирались и параметры линии. Для других частот соударений для достижения наилучшей возможной точности можно подобрать с помощью расчетов и экспериментов параметры линии ( $h, S, \omega$ ). Важно заметить, что согласно проведенным экспериментам ослабление сигнала обусловлено преимущественно поглощением в плазме. При расчетах не учитывалось взаимное влияние проводников, потери линии передачи на излучение (из-за неидеальности установки), неидеальность запрессовки проводников и приближенное выполнение условия бесконечной толщины диэлектрика, что приводит к заниженному значению практически определяемой сверхвысокочастотным методом концентрации относительно расчетной (при  $h = 0.57$  мм в 3, при  $h = 0.5$  мм в 2.7 раза меньше расчетной для используемой нами установки). Но при этом, согласно сравнительным экспериментам, слабая зависимость измеряемой концентрации электронов от частоты соударений и корректность самого способа определения концентрации нашли экспериментальное подтверждение. Практически измеряемая сверхвысокочастотным методом концентрация (при конкретной практической его реализации) определяется при тарировании его электромагнитным методом при одинаковых параметрах смесей по уровню ослабления 0.6–0.9. При этом условие, накладываемое в расчетах на величину ослабления до уровня 0.6 (без учета добавочных, не учитываемых в расчетах, потерь), выполняется еще более жестко. Хотя расчеты преимущественно служат для качественного обоснования метода, они действительно позволяют достаточно точно подбирать параметры линии под требуемые условия. Необходимо отметить и хорошую точность метода. Так, при тарировании электромагнитным методом, разброс в определении концентрации сверхвысокочастотным методом составил менее 20% по уровню сигнала 0.6–0.9 при значительном варьировании параметров и процентного состава смесей при собственной точности сверхвысокочастотного метода до 4%.

Таким образом, можно задать необходимые параметры линии и протарировать установку электромагнитным методом в канале простого сечения, где применим тестирующий метод. После этого можно измерять концентрацию электронов (при отсутствии внешнего магнитного поля) в данном канале или в каналах более сложного профиля.

Авторы выражают признательность Г.К. Тумакаеву за полезные консультации и Р.В. Васильевой за обсуждения результатов работы.

## Список литературы

- [1] *Заварин Д.Г., Рождественский В.В., Тумакаев Г.К.* В сб.: Диагностика низкотемпературной плазмы. М.: Наука, 1979, 192 с.
- [2] *Васильева Р.В., Генкин А.Л., Горячев В.Л.* и др. Низкотемпературная плазма инертных газов с неравновесной ионизацией и МГД генераторы. С-Пб, РАН, ФТИ им. А.Ф.Иоффе, 1991. 205 с.
- [3] *Гринберг Г.А., Бонштедт Б.Э.* // ЖТФ. 1954. Т. 24. № 1. С. 67–95.
- [4] *Райзер Ю.П.* Физика газового разряда. М.: Наука, 1987. 592 с.