

## ОБРОБКА РЕЗУЛЬТАТІВ ФІЗИЧНИХ ЕКСПЕРИМЕНТІВ

УДК 621.3.049.77.14

### ОСОБЕННОСТИ ПРИМЕНЕНИЯ ЗОНДОВЫХ МЕТОДИК В СКРЕЩЕННЫХ ЭЛЕКТРИЧЕСКОМ И МАГНИТНОМ ПОЛЯХ

А.К. Гнап<sup>1</sup>, В.П. Колесник<sup>2</sup>, В.В. Онищенко<sup>1</sup>,

В.В. Колесник<sup>2</sup>, Б.А. Гнап<sup>3</sup>, Н.И. Коваленко<sup>1</sup>, Ю.В. Дубровин<sup>4</sup>

<sup>1</sup>Харьковский национальный аграрный университет им. В.В. Докучаева,

<sup>2</sup>Национальный аэрокосмический университет им. Н.Е.Жуковского «ХАИ», Харьков,

<sup>3</sup>Харьковский национальный университет им. В.Н. Каразина,

<sup>4</sup>Харьковский национальный университет радиоэлектроники)

*Приведены результаты исследований зондовых методик для измерения параметров плазмы в широком диапазоне физико-электрических параметров при ионно-плазменном напылении защитных слоев на лопатки самолетных двигателей.*

**зондовые методики, скрещенные электрические и магнитные поля**

**Постановка проблемы.** Зондовые методики, позволяющие производить локальные измерения параметров плазмы в широком диапазоне изменения, наиболее доступный инструмент исследований тонкой структуры разряда в скрещенных электрическом и магнитном полях. В области использования электрических зондов накоплен богатый теоретический и экспериментальный материал [1 – 6, 7 – 11].

Достоинством зондовых методов является простота измерений и не требуется сложной измерительной аппаратуры. Основной недостаток – возмущение плазмы зондом, которое приводит к изменению функции распределения и потенциала пространства вблизи зонда.

Допущение о том, что возмущения плазмы локализуются, в основном, вблизи зонда, является одним из основных положений зондовой теории. Таким образом, предполагается, что зонд мало влияет на состояние плазмы и на режим газового разряда в большей части рассматриваемого объема. Заряженные частицы из окружающей плазмы, попадая на зонд,

создают ток в его цепи; этот ток прямо пропорционален плотности заряженных частиц и их скорости движения в невозмущенной плазме.

**Цель исследования.** Основная задача зондовой теории заключается в том, чтобы найти связь между зондовым током и параметрами плазмы. Строго решить эту задачу затруднительно из-за ее большой сложности, так как изменение потенциала и распределения плотности заряженных частиц связаны между собой. Поэтому при вычислении зондовых характеристик необходимо вводить упрощающие допущения и предположения.

**Теория и экспериментальные исследования.** Для определения распределения потенциала вблизи зонда сделаны следующие предположения:

- плазма за пределами слоя, примыкающего к зонду, не возмущена, то есть на внешней границе объемного заряда потенциал плазмы обращается в нуль;
- при отрицательном потенциале зонда зарядом, создаваемым электронами в области слоя, можно пренебречь;
- плазма квазинейтральна, то есть, можно пренебречь объемным зарядом в области невозмущенной плазмы;
- на поверхности зонда не происходит образования вторичных частиц, а также не происходит образование ионов в слое.

Теория и эксперимент [13] показывают, что достаточно достоверные зондовые измерения можно проводить только тогда, когда радиус зонда  $r_z < r_e$ , где  $r_e$  – ларморовский радиус электрона. Следовательно, при исследовании электронной компоненты необходимо использовать малые зонды.

Типичная вольт-амперная характеристика (ВАХ) одиночного зонда изображена на рис. 1.

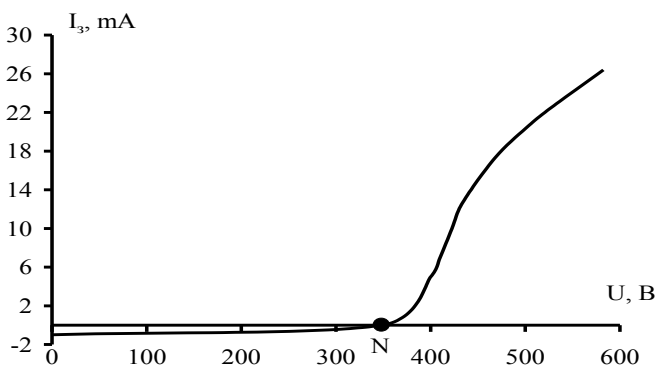


Рис. 1. Вольт-амперная характеристика одиночного зонда

При больших отрицательных потенциалах ток на зонд переносится ионами. По мере увеличения потенциала зонда на его поверхность попадают

все более медленные электроны; в точке N суммарный ток равен нулю. Потенциал в этой точке обычно называют плавающим потенциалом (такой потенциал приобретает изолированное тело, находящееся в плазме). При дальнейшем повышении потенциала зонда ток становится отрицательным, а его величина резко увеличивается по мере роста потенциала. Вследствие большей подвижности электронов электронный ток значительно выше ионного.

Теория одиночного зонда подробно изложена в работах [2, 4, 7, 9, 10, 13] и основана на предположении о максвелловском распределении частиц по скоростям. Пренебрегая, при положительных потенциалах зонда, ионным током, отрицательный электронный ток можно записать в виде

$$I_e = \frac{1}{4} en_e \bar{v}_e S \exp\left[-\frac{eU_3}{kT_e}\right], \quad (1)$$

где  $e$ ,  $n_e$ ,  $T_e$  и  $v_e$  – заряд, концентрация, температура и средняя арифметическая скорость электронов, соответственно;  $k$  – постоянная Больцмана;  $S$  – площадь собирающей поверхности зонда.

При максвелловском распределении электронов по скоростям

$$\bar{v}_e = \sqrt{\frac{8kT_e}{\pi m_e}}, \quad (2)$$

где  $m_e$  – масса электрона.

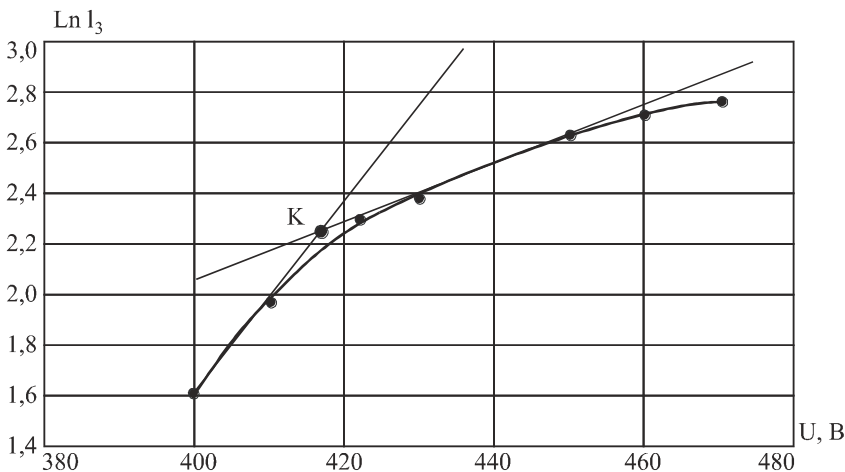


Рис. 2. Вольт-амперная характеристика одиночного зонда в полулогарифмическом масштабе

Параметры плазмы определяются из зондовых характеристиках, построенных в полулогарифмическом масштабе (рис. 2). В этом случае на графике обнаруживается довольно протяжённый прямолинейный уча-

сток, наличие которого свидетельствует о максвелловском распределении электронов по скоростям. Действительно, прологарифмировав выражение (2), получим

$$\ln I_e = \ln\left(\frac{1}{4} n_e e \bar{v}_e S\right) - \frac{eU_3}{kT_e}. \quad (3)$$

Электронная температура определяется по наклону прямолинейного участка графика и вычисляется по формуле

$$T_e = \frac{e}{k} \cdot \frac{1}{\frac{\Delta(\ln I_e)}{\Delta U_3}}. \quad (4)$$

Потенциал плазмы  $U_{пл}$  определяется по точке К в месте излома характеристики на рис. 2. Этот излом часто выражен недостаточно резко, поэтому для уточнения потенциала  $U_{пл}$  целесообразно использовать график первой производной тока по напряжению, который при переходе через потенциал плазмы имеет более резкий излом, чем сам ток [2]. При этом в качестве потенциала пространства принимается точка, в которой производная максимальна (рис. 3).

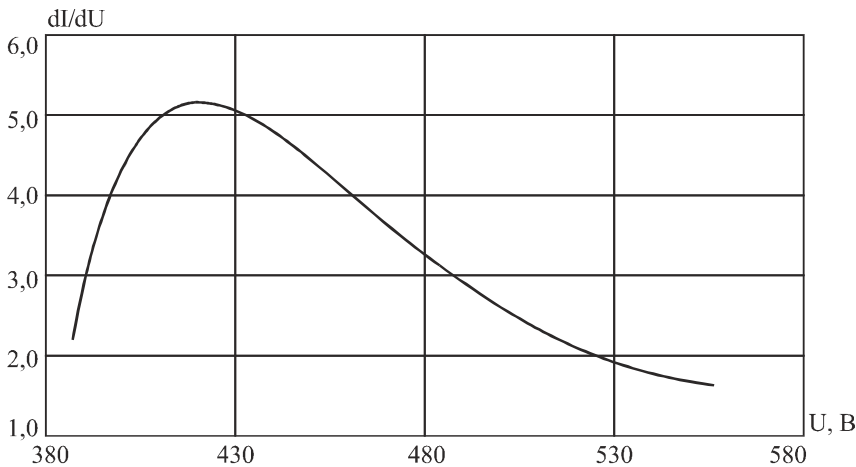


Рис. 3. Первая производная тока по напряжению

Концентрация электронов  $n_e$  вычисляется по уравнению, которое, согласно (2), имеет при  $U_3 = 0$  следующий вид:

$$n_e = \frac{4I_{e0}}{eS \sqrt{\frac{8kT_e}{\pi m_e}}}, \quad (5)$$

где  $I_{e0}$  – ток электронов при потенциале зонда, равном потенциалу плазмы.

В силу квазинейтральности плазмы её плотность равна:

$$n = n_e = \bar{z}n_i, \quad (6)$$

где  $\bar{z}$  и  $n_i$  – средняя кратность заряда и концентрация ионов соответственно.

Однако, данный способ определения концентрации плазмы по электронной ветви ВАХ одиночного зонда при наличии магнитного поля может привести к значительным ошибкам за счет малой массы и большой подвижности электронов. Поэтому для определения концентрации заряженных частиц предпочтительнее пользоваться ионной частью характеристики.

Измерив, ионный ток насыщения  $I_i$ , можно определить концентрацию ионов в невозмущенной плазме по формуле [2]

$$n_i = \frac{I_i}{0.4Se} \sqrt{\frac{M_i}{2kT_e}}, \quad (7)$$

где  $n_i$  – концентрация ионов;  $M_i$  – масса иона;  $S$  – собирающая поверхность зонда.

Формула (7) соответствует цилиндрическому зонду. Здесь площадь собирающей поверхности зонда вычисляется из уравнения

$$S = 2\pi r_i l,$$

где  $r_i$  – радиус собирающей поверхности;  $l$  – длина зонда.

Радиус собирающей поверхности зонда  $r_i$  определяется как сумма собственного радиуса зонда и радиуса экранирования Дебая

$$\rho_d = \sqrt{\frac{kT_e}{4\pi n_i e^2}} \quad (8)$$

или толщины двойного слоя  $\Delta$ , определяемого из закона "трех вторых"

$$\Delta = \sqrt{2.4 \cdot 10^{-6} \frac{U_z^{3/2}}{I} S}, \quad (9)$$

где  $S$  – площадь поверхности зонда (выбирается большая величина (8) или (9)).

При использовании вышеописанной теории одиночного зонда для определения параметров плазмы, генерируемой в однородных стационарных магнитных полях, необходимо учитывать некоторые особенности.

При наложении магнитного поля на разреженную плазму электроны оказываются замагниченными, и влияние этого явления на точность зондовых измерений возрастает с увеличением величины магнитного поля [11]. Граница применимости зондовых измерений в этом случае определяется соотношением радиуса зонда  $r_z$  и ларморовского радиуса

движения электрона  $\rho_e$ ; зондовые измерения возможны в таких магнитных полях, когда  $\rho_e > r_3$ . Ларморовский радиус можно найти по формуле

$$\rho_e = \frac{mv_{e\perp}}{eB}, \quad (10)$$

где  $v_{e\perp}$  – скорость электрона в направлении, перпендикулярном вектору  $\vec{B}$ ;  $m$  – масса электрона;  $e$  – заряд электрона.

Зондовые измерения проводились в точках, лежащих в срединной плоскости мишеней, где существует только поперечная к полю составляющая скорости. В этой области скорость электронов  $v_{\perp}$  в направлении, перпендикулярном  $B$ , значительно ниже скорости  $v_{\parallel}$ , параллельной  $B_{\perp}$ , и для оценки можно положить, что  $v_{\perp} \approx 0,1 \cdot v_{\parallel}$ .

При температуре электронов  $T_e = 25$  эВ и индукции  $B = 2 \cdot 10^{-2}$  Тл ларморовский радиус электрона  $\rho_e = 1,5$  мм, и при использовании зонда радиусом  $r_3 = 0,25$  мм влияние магнитного поля можно не учитывать. Роль магнитного поля при измерении энергии ионов многосеточным энергоанализатором также незначительна, в связи с большими значениями ионного ларморовского радиуса (для ионов аргона с энергией  $\sim 100$  эВ ларморовский радиус  $\rho_i \approx 70$  см в поле с индукцией  $B = 2 \cdot 10^{-2}$  Тл).

В исследуемой системе плазма разряда состоит из ионов нескольких сортов:  $Ar^+$ ,  $Al^+$  и  $Ni^+$ . Поэтому при вычислении плотности плазмы по ионному току насыщения на зонд (при больших отрицательных потенциалах зонда относительно плазмы) нужно учитывать, что полный ионный ток на зонд

$$I_i = I_i^{Ar} + I_i^{Al} + I_i^{Ni}, \quad (11)$$

где  $I_i^{Ar}$ ,  $I_i^{Al}$ , и  $I_i^{Ni}$  – токи ионов аргона, алюминия и никеля соответственно.

В процессе проведения экспериментов мощность разряда поддерживалась постоянной. Таким образом, при подаче на одну из групп мишеней положительного потенциала (для предотвращения распыления) вся мощность, подводимая к системе, идет на другую – распыляемую группу катодов-мишеней. Если же идет распыление обеих групп мишеней, то подводимая мощность распределяется между двумя группами мишеней. Отсюда следует, что при проведении оценки соотношения атомов и ионов, составляющих плазму, правомерно рассматривать только два сорта частиц: плазмообразующего газа и одного из металлов. В этом случае концентрация плазмы находится из соотношения [2]

$$I_i = 2\pi e r_i \alpha'(\gamma) (2kT_e)^{1/2} \left( \frac{n_i^{\text{Ar}}}{M_{\text{Ar}}^{1/2}} + \frac{n_i^{\text{Al}}}{M_{\text{Al}}^{1/2}} \right), \quad (12)$$

где  $r_i$  – радиус собирающей поверхности зонда;  $l$  – длина цилиндрического зонда;  $\alpha'(\gamma)$  – параметр, имеющий для цилиндрического зонда значение 0,4;  $n_i^{\text{Ar}}$ ;  $n_i^{\text{Al}}$ ;  $M_{\text{Ar}}$ ;  $M_{\text{Al}}$  – концентрации и массы ионов аргона и алюминия соответственно.

В качестве второго уравнения для определения концентрации ионов аргона и алюминия используется соотношение, вытекающее из условия квазинейтральности плазмы

$$n_i^{\text{Ar}} + n_i^{\text{Al}} = n_e.$$

Целесообразно провести приближенную оценку соотношения атомов и ионов аргона и алюминия в плазме.

Такую оценку можно сделать, воспользовавшись соотношением Саха, выражающим зависимость концентрации ионов в плазме от потенциала их ионизации

$$\frac{\eta^2 P}{1 - \eta^2} = (2\pi m_e)^{3/2} \cdot (kT)^{5/2} \exp\left[-\frac{E_i}{kT}\right], \quad (13)$$

где  $\eta = \frac{n_i}{n_i + n_a}$ ; где  $n_a$  – концентрация нейтральных частиц в плазме;

$n_i$  – концентрация ионов;  $P$  – общее давление газа;  $k$  – постоянная Больцмана;  $E_i$  – энергия ионизации;  $T$  – температура газа.

Тогда, записав уравнение Саха для аргона и алюминия и разделив одно на другое, получим соотношение между концентрациями ионов аргона и алюминия

$$\frac{\eta_{\text{Ar}}^2}{1 - \eta_{\text{Ar}}^2} \cdot \frac{1 - \eta_{\text{Al}}^2}{\eta_{\text{Al}}^2} = \exp[E_i^{\text{Al}} - E_i^{\text{Ar}}]. \quad (14)$$

Концентрацию ионов  $n_i^{\text{Al}}$  и атомов  $n_a^{\text{Al}}$  в плазме можно приближенно оценить, сравнивая скорости конденсации алюминия на подложку при подаче на нее нулевого потенциала (подложка заземлена) и большого положительного потенциала ( $\sim 500 \div 1000$  В) для отталкивания ионов алюминия. Если принять коэффициент аккомодации равным единице, то число частиц, пришедших на площадку  $S$  подложки за время осаждения  $t$ , равно

$$N_{\text{Al}} = \frac{\rho_{\text{Al}} S d}{M_{\text{Al}}}, \quad (15)$$

где  $\rho_{Al}$  – плотность алюминия;  $d$  – толщина пленки алюминия;  $M_{Al}$  – масса атома алюминия.

С другой стороны

$$N_{Al} = n^{Al} \bar{v} S t, \quad (16)$$

где  $n^{Al} = n_i^{Al} + n_a^{Al}$  – концентрация частиц алюминия в плазме;  $\bar{v}$  – среднеарифметическая скорость частиц алюминия.

Из (15) и (16) получаем

$$n^{Al} = \frac{\rho_{Al} d}{M_{Al} \bar{v} t}. \quad (17)$$

В холодной плазме частицы совершают тепловое движение со скоростью  $\bar{v} \approx 10^5 \text{ м/с}$ . Тогда при  $M_{Al} = 4,32 \cdot 10^{-26} \text{ кг}$  и  $\rho_{Al} = 2,7 \cdot 10^3 \text{ кг/м}^3$ , имеем

$$n^{Al} = 6,25 \cdot 10^{22} \frac{d}{t}.$$

За время  $t = 900 \text{ с}$  (15 мин) на подложке, находящейся под нулевым относительно земли потенциалом, сконденсировалась пленка толщиной  $d = 10^{-6} \text{ м}$ , откуда

$$n^{Al} = 7 \cdot 10^{14} \text{ м}^{-3}.$$

При подаче на подложку значительного положительного потенциала вокруг подложки создается электрическое поле, отталкивающее ионы, и на подложке конденсируется только нейтральная компонента частиц алюминия. Это приводит к снижению толщины пленки до  $d = 0,27 \text{ мкм} = 2,7 \cdot 10^{-7} \text{ м}$  и, используя (17) можно определить

$$n_i^{Al} = 1,88 \cdot 10^{13} \text{ м}^{-3}.$$

Концентрация частиц аргона при температуре газа  $T = 300 \text{ К}$  и давлении в камере  $P = 10^{-2} \text{ Па}$

$$n^{Ar} = \frac{P}{RT} \approx 2,4 \cdot 10^{19} \text{ м}^{-3}.$$

Подставив значения  $n_i^{Al}$ ,  $n_a^{Al}$ ,  $n_a^{Ar}$  в (14) и зная, что энергия ионизации атомов аргона  $E_i^{Ar} = 15,76 \text{ эВ}$ , а для алюминия –  $E_i^{Al} = 5,98 \text{ эВ}$ , найдем концентрацию ионов аргона:  $n_i^{Ar} = 1,1 \cdot 10^{17} \text{ м}^{-3}$ . Видно, что концентрация ионов аргона более чем на три порядка превышает концентрацию ионов алюминия. При сделанных допущениях получено максимальное значение концентрации частиц алюминия, так как при более высоких скоростях частиц алюминия на подложку ( $>10^5 \text{ м/с}$ ) и при коэффициенте



аккомодации алюминия на подложке меньшем единицы – концентрация алюминия в плазме будет иметь еще меньшее значение. Аналогичные расчеты проведены и для частиц никеля при сделанных допущениях:

– концентрация частиц никеля  $n^{\text{Ni}} = 1,1 \cdot 10^{15} \text{ м}^{-3}$ ;

– концентрация ионов никеля  $n_i^{\text{Ni}} = 1,08 \cdot 10^{14} \text{ м}^{-3}$ ;

– концентрация ионов аргона  $n_i^{\text{Ar}} = 2,42 \cdot 10^{17} \text{ м}^{-3}$ .

Таким образом, при вычислении плотности плазмы по величине ионного тока насыщения, взятого из ВАХ одиночного зонда, можно не учитывать многокомпонентность ионной составляющей плазмы, а предположить, что в плазме существуют только ионы аргона. Поэтому, для расчета концентрации плазмы будем пользоваться формулой (7).

Одиночные зонды не позволяют получить отдельно ионную и электронную характеристики. В "неподвижной" холодной плазме при положительном потенциале зонда электронный ток на 2 ÷ 3 порядка больше ионного тока. Поэтому, получить кривую торможения ионов крайне затруднительно (на фоне большого электронного тока). Следовательно, одиночный зонд не позволяет измерить температуру ионов. Другим недостатком ленгмюровских зондов является влияние различных видов эмиссий с поверхности зонда на результаты измерений. Следует отметить, что при больших потенциалах зонда он может сильно возмущать окружающую плазму, а также влиять на режим разряда [2].

В меньшей степени подвержены влиянию перечисленных выше факторов многосеточные зонды. С помощью многосеточного зонда была определена энергия ионов, движущихся в радиальном направлении. Теория и применение многосеточных зондов достаточно подробно изложены в работах [2, 3, 5, 8]. Однако, многосеточные зонды не получили широкого применения для диагностики плазмы. По-видимому, это связано:

– со сложностью их конструкций, что влечёт за собой увеличение размеров по сравнению с ленгмюровскими зондами и, следовательно, вызываемое ими возмущение локальной плотности плазмы практически трудно учесть;

– во-вторых, в процессе эксперимента приходится измерять очень малые токи (до  $10^{-7} \text{ А}$ ), и основным источником ошибок становятся токи вторичной эмиссии, распределение которых между электродами зонда может меняться в зависимости от анализирующего напряжения.

При анализе энергетического спектра ионов существуют некоторые причины его искажения [3]. Прохождение падающих на зонд ионов через узкий канал (каким является каждая ячейка входной сетки) вызывает

уменьшение величины тока насыщения и, как следствие, изменение формы начального участка тормозной характеристики. Неоднородность электрического поля вблизи сеток приводит к тому, что ионы, проходящие через сетку не точно по нормали, двигаются в несимметричных полях, и часть сообщаемой им при ускорении энергии может приходиться на составляющую скорости, параллельную плоскости сетки. В результате участок характеристики, соответствующий току насыщения, получается наклонным и несколько искажается начальный участок тормозной характеристики. Дополнительный потенциал, необходимый для полного собирания ионов, определяет этот тип искажений, и его величину можно грубо оценить с помощью соотношения

$$U_{\text{доп}} = U_{\text{д}} \frac{h}{l}, \quad (18)$$

где  $U_{\text{д}}$  – напряжение на отсекающей сетке;  $h$  – размер окна сетки;  $l$  – расстояние между сетками. Уменьшение дополнительного потенциала и увеличение расстояния между сетками может вызвать ограничение тока зонда объемным зарядом, что также искажает характеристику.

Для устранения влияния токов вторичной эмиссии использовалась следующая схема подключения зонда (рис. 4). Сетка  $C_1$  соединялась с корпусом и служила для разряжения плазмы; сетка  $C_2$  служила для выделения ионов и отсеки электронов ( $U_{C_2} = -40$  В), а на коллектор ионов  $K$  подавался анализирующий положительный потенциал ( $U_{\text{к}} = 0 \div 400$  В). Небольшой ток вторичной эмиссии с коллектора при

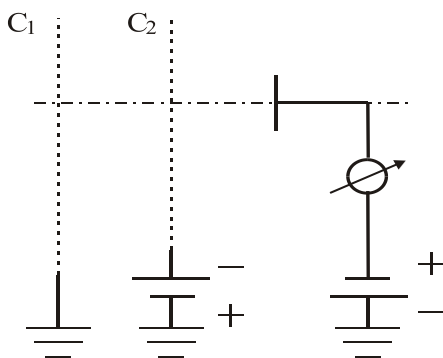


Рис. 4. Схема подключения многосеточного зонда:  
 $C_1$  – отсекающая сетка;  $C_2$  – разделяющая сетка

такой схеме включения практически не влияет на точность измерения энергии ионов [3, 5].

#### Выводы.

Использовался трехэлектродный зонд для получения оптимальных результатов. Разрыв плазмы с выделением ионной компоненты осуществляется сеткой  $C_2$ , находящейся под

достаточно высоким отрицательным потенциалом относительно плазмы.

Сетка  $C_1$  служит для экранировки плазмы от поля сетки  $C_2$ . Кривую задержки измеряют, изменяя положительный потенциал коллектора. Так как электрическое поле коллектора почти не проникает за пределы сетки  $C_1$ , то собирающая поверхность зонда практически не изменяется при изменении задерживающего потенциала. Вследствие этого кривые задержки трехэлектродного зонда имеют хорошее насыщение.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Юшманов Е.Е. Радиальное распределение потенциала в цилиндрической магнитной ловушке при магнетронном способе инжекции ионов // В кн.: Физика плазмы и проблема управляемых термоядерных реакций / Под ред. Леонтовича М.А. – М.: АН СССР, 1958. – Т. 4. – 235 с.
2. Козлов О.В. Электрический зонд в плазме. – М.: Атомиздат, 1969. – 291 с.
3. Доброхотов Е.И., Москалев И.Н. Об измерениях параметров холодной плазмы многосеточными зондами // ЖТФ. – 1970. – Т. 40, Вып. 5. – С. 1048-1058.
4. Русанов В.Д. Современные методы исследования плазмы. – М.: Госатомиздат, 1962. – 183 с.
5. Доброхотов Е.И., Москалев И.Н. Использование многосеточных зондов для измерений в плазме с направленными потоками заряженных частиц // ЖТФ. – 1970. – Т. 40. – Вып. 7. – С. 1371-1376.
6. Тюрюканов П.М., Никольский А.Д., Фетисов И.К., Толстой И.Н. Характеристики импульсного разряда низкого давления в поперечном аксиально-симметричном магнитном поле // ЖТФ. – 1961. – Т. 51, Вып. 10. – С. 2028-2031.
7. Ошер Дж. Корпускулярная диагностика // В кн.: Диагностика плазмы / Под ред. Р. Хаддлстоуна, С. Леонарда. – М.: Мир, 1967.
8. Tonks L., Mott-Smith H., Langmuir I. Phys. Rev., 28. – 104 (1926).
9. Ионов Н.И. // Докл. АН СССР. 1952. Т. 85, № 753. – С. 348 – 364.
10. Чернетский А.В., Зиновьев О.А., Козлов О.В. Аппаратура и методы плазменных исследований. / Под ред. В.Д. Русанова. – М.: Атомиздат, 1965. – 218 с.
11. Зондовая диагностика низкотемпературной плазмы в магнитном поле / Ф.Г. Бакшт и др. // ЖТФ. – 1977. – Вып. 9. – С. 2269-2279.
12. Белан Н.В., Иващенко С.С., Патлай Н.И. Об исследовании электростатическими зондами влияния ускоряющего напряжения на режим работы технологической ионно-плазменной установки // Источники и ускорители плазмы. – Х.: ХГУ, 1984. – Вып. 8. – С. 76-79.
13. Альперт Я.Л., Гуревич А.В., Питаевский Л.П. Искусственные спутники в разреженной плазме. – М.: Наука, 1964. – 252 с.

Поступила 27.12.2006

**Рецензент:** доктор физико-математических наук, ст. научный сотрудник В.К. Иванов, Институт радиофизики и электроники НАН Украины, Харьков.