

02;04;09;12

©1995 г.

## РАСПРЕДЕЛЕНИЕ ПО ЭНЕРГИЯМ ЭЛЕКТРОНОВ И ИОНОВ, БОМБАДИРУЮЩИХ ЭЛЕКТРОД В ВЫСОКОЧАСТОТНОМ РАЗРЯДЕ

*А.С.Смирнов, А.Ю.Уставщиков, К.С.Фролов*

Санкт-Петербургский государственный технический университет  
195251, Санкт-Петербург, Россия  
(Поступило в Редакцию 1 июля 1994 г.)

Проведены эксперименты по исследованию потоков электронов и ионов, бомбардирующих электроды в высокочастотном емкостном разряде в аргоне при давлениях  $p = 15-30$  мТор. Показано, что поток быстрых электронов, образующихся за счет вторичной эмиссии, сравним с потоком ионов на электрод. Энергия быстрых электронов в несимметричном разряде около большого электрода значительно превышает ионную ( $\epsilon; \approx 30$  эВ) и достигает 1000 эВ. Измерены значения ион-электронной эмиссии  $\gamma$  и эффективной ион-электронной эмиссии  $\gamma_{\text{eff}}$ , включающей процессы эмиссии за счет взаимодействия фотонов и возбужденных атомов с поверхностью. Полученные значения  $\gamma_{\text{eff}} = 0.15-0.55$  во всех случаях значительно превышают  $\gamma \leq 0.03$ . Измерены коэффициенты вторичной электронной эмиссии  $\sigma$  для быстрых электронов в условиях разряда и их зависимость от энергии электронов. Показано, что значения  $\sigma$  могут превышать единицу.

### Введение

Измерение функции распределения ионов, бомбардирующих электроды в высокочастотном емкостном (ВЧЕ) разряде, привлекает в настоящее время повышенное внимание исследователей [1-3]. Это связано, с одной стороны, с возможностью получить таким способом информацию о свойствах плазмы и приэлектродных слоев [2]. С другой стороны, ионная бомбардировка является определяющим фактором в процессах плазменного травления и нанесения пленок. В зависимости от энергии ионы могут приводить к распылению материала подложки или стимулировать химические реакции, приводящие к образованию летучих соединений при плазменном травлении или к разложению этих соединений при плазменном нанесении пленок на поверхность твердого тела. Таким образом, вопрос об энергетическом спектре ионов имеет

принципиальное значение для всех практических применений высокочастотного разряда. В то же время влияние электронной бомбардировки на физические и химические процессы на поверхности, как правило, не обсуждаются, хотя уже в [4] было показано, что в ВЧ-разряде образуется значительное число быстрых электронов, энергия которых может более чем в два раза превысить энергию ионов.

Целью настоящей работы является исследование потоков электронов и ионов, бомбардирующих электроды в ВЧ разряде низкого давления и определение коэффициентов вторичной электронной эмиссии из электрода.

### Экспериментальная установка и методика измерений

Схема проведения эксперимента иллюстрируется на рис. 1. Разряд зажигался в камере 1 из нержавеющей стали между плоскими алюминиевыми электродами диаметром  $d_0 = 22$  см. Межэлектродный зазор мог изменяться, но в большинстве экспериментов составлял  $L_0 = 3.8$  см. Нижний электрод 2 соединялся с заземленным корпусом камеры, ВЧ напряжение частотой  $\omega/2\pi = 13.56$  МГц подавалось на верхний электрод 3. Для предотвращения утечки высокочастотного тока верхняя и боковая поверхности потенциального электрода закрывались фторопластом 4. В центре заземленного электрода располагалось отверстие диаметром 0.1 см, связывающее разрядную камеру с высоковакуумной камерой 5. Это отверстие использовалось для отбора заряженных частиц в энергоанализатор, а также для прокачки газа через разрядную камеру. В процессе экспериментов контролировалось давление газа в разрядной и высоковакуумной камерах с помощью магнитного электроразрядного и ионизационного вакууметров. Давление в высоковакуумной камере зависело от давления в разрядной камере, но во всех случаях не превышало  $10^{-4}$  Торр. Эксперименты проводились при давлении Ag в разрядной камере 15–30 мТорр. С помо-

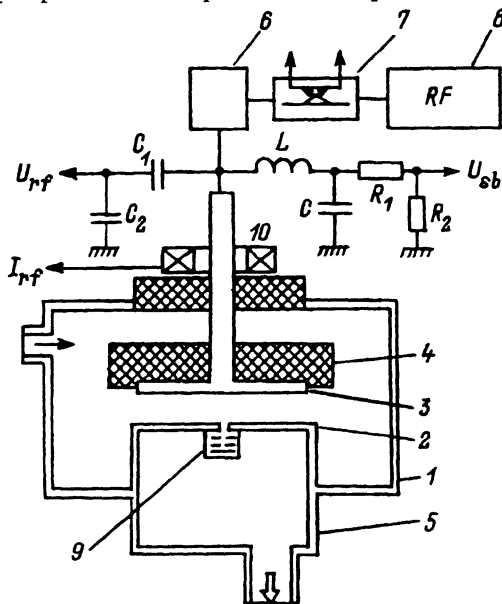


Рис. 1. Схема экспериментальной установки.

1 — разрядная камера, 2 — заземленный электрод, 3 — потенциальный электрод, 4 — экран из фторопласта, 5 — высоковакуумная камера, 6 — устройство согласования, 7 — направленный ответвитель, 8 — высокочастотный генератор, 9 — анализатор задерживающего поля, 10 — трансформатор тока.

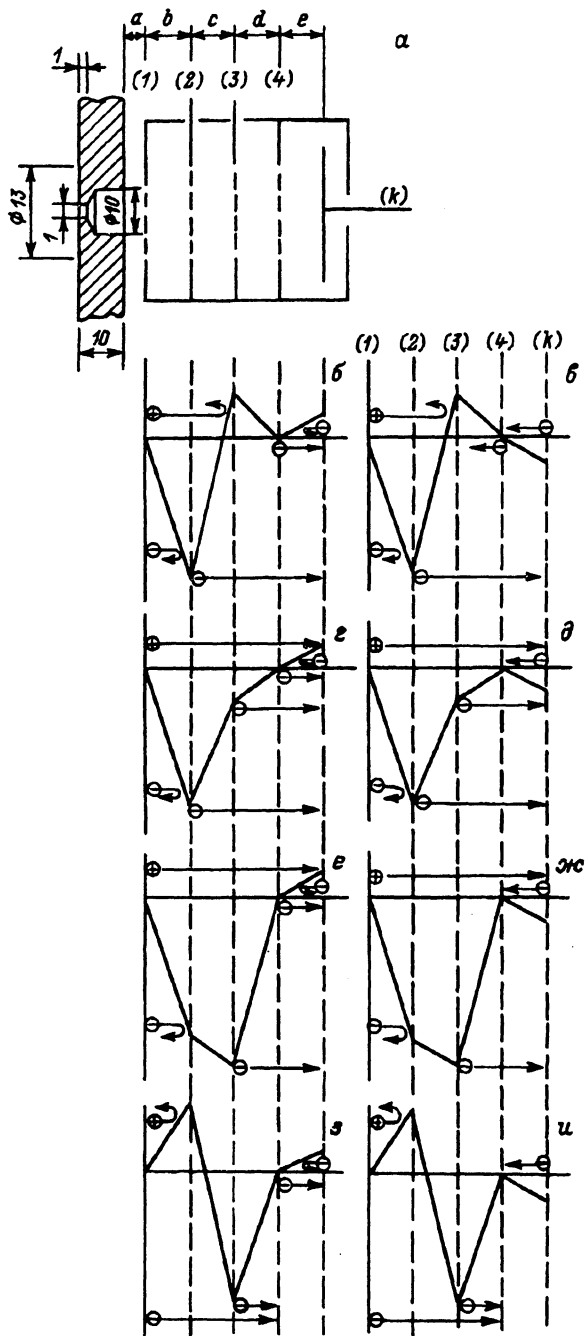


Рис. 2. Конструкция анализатора и распределение в нем потенциалов для различных участков идеализированных кривых задержки.  
 $a, c = 2.5$ ;  $b = 2$ ;  $d, e = 1.5$  мм.

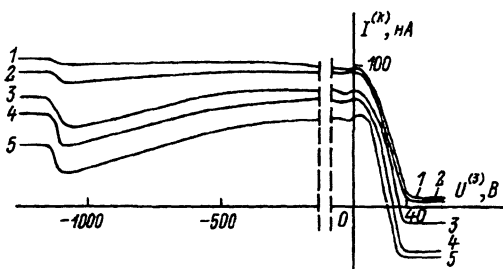
щью направленного ответвителя  $\gamma$  измерялась вкладываемая в разряд мощность. Емкостный делитель  $C_1 C_2$  и трансформатор тока  $10$  служили для измерения напряжения на электродах  $U_{r,f}$  и разрядного тока  $I_{r,f}$ , а резистивный делитель  $R_1 R_2$  — для измерения постоянного напряжения между электродами  $U_{sb}$ . Энергетические распределения заряженных частиц измерялись с помощью четырехсеточного анализатора задерживающего поля  $9$ . Конструкция анализатора показана на рис. 2. Использовались никелевые сетки с размером ячейки  $140$  мкм и прозрачностью  $0.82$ . Первая и четвертая сетки являлись экранными. Они соединялись с корпусом анализатора и заземлялись. На вторую сетку подавалось напряжение для “разрыва” плазмы и селекции электронов или ионов. Величина этого напряжения определялась максимальной энергией запираемых частиц и достигала  $U^{(2)} = -1500$  В для задержки электронов. На третью сетку подавалось задерживающее напряжение для анализа частиц по энергиям. Анализирующее напряжение изменялось в диапазоне  $U^{(3)} = (+150 - -1500)$  В. На коллектор подавалось напряжение  $U^{(k)} = \pm 27$  В для выяснения влияния эмиссии вторичных электронов. Коллектор, так же как и электроды, был изготовлен из алюминия.

### Результаты экспериментов и их обсуждение

Типичные кривые задержки коллекторного тока  $I^{(k)}$  при различных потенциалах коллектора и отрицательном потенциале второй сетки, задерживающем электроны из плазмы, показаны на рис. 3. Будем в дальнейшем для простоты называть их кривыми задержки для ионов, а кривые, снятые при положительном потенциале второй сетки, кривыми задержки для электронов. На рис. 3 видно, что основная масса ионов имеет энергию около  $30$  эВ. Ширина распределения незначительна, что свидетельствует об отсутствии ионизации и столкновений ионов в слое у заземленного электрода. Форма кривых задержки для электронов существенно зависела от вкладываемой мощности. При малой мощности (рис. 4, а) основная масса электронов имеет энергию в диапазоне от нуля до  $10$  эВ. Очевидно, это плазменные электроны, достигающие электрода в плазменную фазу [5,6]. При увеличении мощности на кривых задержки появляется “хвост” быстрых электронов, энергия которых достигает  $1100$  эВ (рис. 4, б), причем ток быстрых электронов по порядку величины равен току медленных электронов и ионов. Быстрые электроны образуются за счет вторичной эмиссии на потенциальном электроде и ускоряются в приэлектродном слое. Для более подробного анализа кривых задержки рассмотрим распределение потенциалов в анализаторе (рис. 2, б-2, и) для различных участков идеализированных кривых задержки на рис. 5.

**Рис. 3.** Зависимости тока коллектора  $I^{(k)}$  от потенциала третьей сетки  $U^{(3)}$  при различных потенциалах коллектора  $U^{(k)}$  и отрицательном потенциале второй сетки  $U^{(2)}$ .

$p = 18$  мТор,  $P = 50$  Вт,  $U_{sb} = 440$  В,  $U_{r,f} = 550$  В,  $I_{r,f} = 4.2$  А,  $U^{(2)} = -1100$  В;  $U^{(k)}$ , В: 1 —  $-18$ , 2 —  $-9$ , 3 —  $0$ , 4 —  $-9$ , 5 —  $18$ .



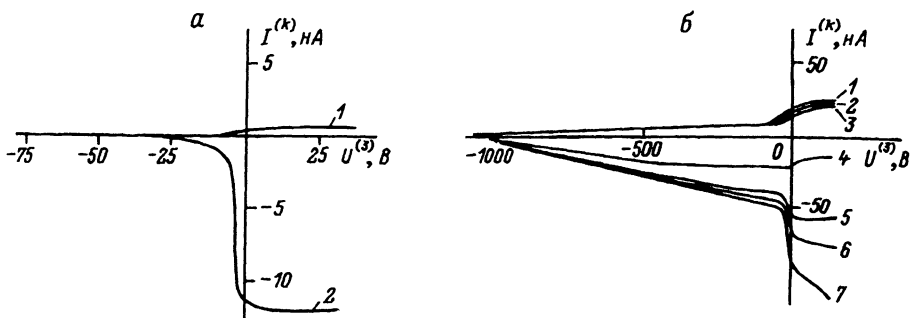


Рис. 4. Зависимости тока коллектора  $I^{(k)}$  от потенциала третьей сетки  $U^{(3)}$  при различных потенциалах коллектора  $U^{(k)}$  и положительном потенциале второй сетки  $U^{(2)}$ .

$p = 18$  мТор,  $U^{(2)} = 300$  В; а —  $P = 9.2$  Вт,  $U_{sb} = 100$  В,  $U_{rf} = 165$  В,  $I_{rf} = 1.1$  А;  $U^{(k)}$ , В: 1 — -27, 2 — -18; б —  $P = 50$  Вт,  $U_{sb} = 440$  В,  $U_{rf} = 550$  В,  $I_{rf} = 4.2$  А;  $U^{(k)}$ , В: 1 — -27, 2 — -18, 3 — -9, 4 — 0, 5 — -9, 6 — 18, 7 — -27.

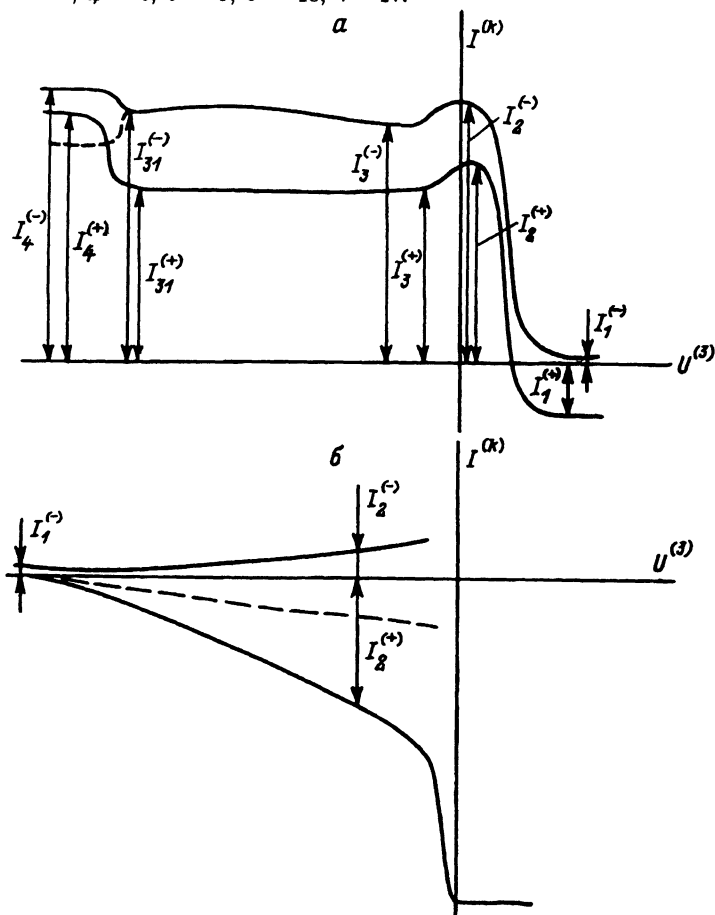


Рис. 5. Идеализированные зависимости тока коллектора  $I^{(k)}$  от потенциала третьей сетки  $U^{(3)}$  для отрицательных (а) и положительных (б) потенциалах второй сетки  $U^{(2)}$ .

Рассмотрим вначале кривые задержки для ионов (рис. 5, а). При большом положительном потенциале на третьей сетке (рис. 2, б), превышающем максимальную энергию ионов (порядка 40 В для данных условий), весь ионный поток задерживается. Электронный поток из плазмы отсекается второй сеткой. Таким образом, ток коллектора  $I_1^+$  складывается из токов вторичных электронов со второй и четвертой сеток  $I^{(2)}$  и  $I^{(4)}$ :

$$I_1^{(+)} = - \left( I^{(2)} + I^{(4)} \right). \quad (1)$$

При отрицательном потенциале коллектора (рис. 2, в) вторичные электроны с четвертой сетки задерживаются, зато появляется ток вторичной эмиссии с коллектора, вызванный поступающими на него возбужденными атомами или фотонами  $I^{(*)}$  и электронами со второй сетки  $\sigma I^{(2)}$ ,

$$I_1^{(-)} = -(1 - \sigma)I^{(2)} + I^{(*)}, \quad (2)$$

где  $\sigma$  — коэффициент вторичной электронной эмиссии материала коллектора для электронов с энергией  $e(-U^{(2)} + U^{(k)})$ , где  $U^{(2)}$  и  $U^{(k)}$  — потенциал второй сетки и коллектора соответственно.

При уменьшении напряжения на третьей сетке появляется ток ионов, энергия которых превышает задерживающий потенциал. При потенциале третьей сетки, близком к нулю, все ионы из плазмы попадают на коллектор (если их энергия превышает потенциал коллектора) и ток коллектора равен

$$I_2^{(+)} = I_i - I^{(2)} - I^{(4)}, \quad (3)$$

где  $I_i$  — ток ионов из плазмы.

При отрицательном потенциале коллектора добавляется ток ион-электронной эмиссии из коллектора, характеризуемый коэффициентом  $\gamma$ ,

$$I_2^{(-)} = I_i(1 + \gamma) - (1 - \sigma)I^{(2)} + I^{(*)}. \quad (4)$$

При отрицательных потенциалах третьей сетки (рис. 2, г) появляется ток вторичной эмиссии с нее  $I^{(3)}$ :

$$I_3^{(+)} = I_i - I^{(2)} - I^{(4)} - I^{(3)}.$$

При отрицательном потенциале коллектора (рис. 2, д) вторичные электроны с третьей сетки достигают его, только если потенциал сетки становится меньше потенциала коллектора. Следовательно, спад на кривой задержки начнется при большем отрицательном потенциале второй сетки, чем в случае положительного потенциала коллектора.

При малых отрицательных потенциалах третьей сетки  $U^{(3)}$  энергия электронов, достигающих коллектора  $(-U^{(3)} + U^{(k)})$ , невелика и вторичной эмиссией для тока  $I^{(3)}$  можно пренебречь, поскольку  $\sigma \ll 1$  [7]:

$$I_3^{(-)} = I_i(1 + \gamma) - (1 - \sigma)I^{(2)} + I^{(*)} + I^{(3)}.$$

Таким образом, величина особенности на кривой задержки вблизи нулевого потенциала равна

$$I_2^{(+)} - I_3^{(+)} = I_2^{(-)} - I_3^{(-)} = I^{(3)}. \quad (5)$$

Когда потенциал на третьей сетке становится меньше, чем на второй (рис. 2, *е, ж*), электроны со второй сетки запираются. Следовательно, величина скачка тока коллектора при  $U^{(3)}$ , равном потенциалу второй сетки, равна электронному току со второй сетки при положительном потенциале коллектора:

$$I_4^{(+)} - I_{31}^{(+)} = I^{(2)} \quad (6)$$

и

$$I_4^{(-)} - I_{31}^{(-)} = (1 - \sigma)I^{(2)} \quad (7)$$

при отрицательном потенциале коллектора. Если коэффициент вторичной эмиссии коллектора  $\sigma$  превышает единицу, то при потенциале третьей сетки, меньшем потенциала второй, ток коллектора должен уменьшиться, как показано на рис. 5, *а* штриховой линией. Как видно из сравнения рис. 3 и 5, *а*, форма реальных характеристик близка к той, которая ожидается исходя из приведенного качественного анализа. В частности, из рис. 3 видно, что при подаче отрицательного напряжения на коллектор особенность, связанная с током с третьей сетки, смещается в область отрицательных напряжений на величину порядка этого напряжения. При отрицательном потенциале коллектора ток растет при увеличении напряжения на третьей сетке от  $-30$  до  $-800$  В (кривая 1 на рис. 3) из-за увеличения коэффициента вторичной эмиссии  $\sigma$  с ростом энергии электронов  $\varepsilon$ , а затем падает, так как  $\sigma(\varepsilon)$  проходит максимум. Для проверки предложенного объяснения формы кривых задержки были проведены эксперименты при различных напряжениях на второй сетке. Результаты иллюстрируются рис. 6, на котором приведены кривые задержки при двух напряжениях на второй сетке. Видно, что положение скачка во всех случаях соответствует равенству напряжений на второй и третьей сетках. При энергии электронов  $\sim 450$  эВ коэффициент вторичной эмиссии превышает единицу, поэтому знак скачка при отрицательном потенциале коллектора меняется на противоположный (кривая 1 рис. 6). При больших положительных потенциалах третьей сетки (область токов  $I_1^{(+)}$  на рис. 5, *а*) изменение потенциала второй сетки с  $U^{(2)}$  от  $-1150$  до  $-450$  В приводит к уменьшению тока  $I_1^{(+)}$  на величину возникающего тока электронов из плазмы  $I_e$

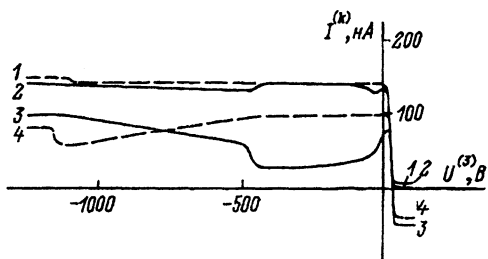


Рис. 6. Зависимости тока коллектора  $I^{(k)}$  от потенциала третьей сетки  $U^{(3)}$  для различных потенциалов коллектора  $U^{(k)}$  и второй сетки  $U^{(2)}$ .  $p = 18$  мТор,  $P = 56$  Вт,  $U_{sb} = 470$  В,  $U_{rf} = 600$  В,  $I_{rf} = 4.1$  А;  $U^{(k)}$ , В: 1, 2 —  $-18$ ; 3, 4 —  $18$ ;  $U^{(2)}$ , В: 1, 4 —  $-1100$ ; 2, 3 —  $-450$ .

с энергиями, превышающими 450 эВ, и увеличению тока  $I_1^{(-)}$  на величину порядка  $(\sigma - 1)I_e$  (см. рис. 6). Данные результаты свидетельствуют о правильности интерпретации особенностей на кривой задержки ионов. Таким образом, измеряя полную кривую задержки ионов при положительном и отрицательном потенциале коллектора получаем для семи неизвестных  $I_i$ ,  $I^{(2)-(4)}$ ,  $I^{(*)}$ ,  $\gamma$ ,  $\sigma(\varepsilon)$  семь уравнений (1)–(7). Эта система позволяет определить коэффициент ион-электронной эмиссии коллектора  $\gamma$ , коэффициент вторичной электронной эмиссии коллектора для электронов с энергией  $\varepsilon = e(U^{(2)} - U^{(k)})$ , а также эффективный коэффициент ион-электронной эмиссии [1]  $\gamma_g$

$$\gamma_g = \gamma + \frac{I^{(*)}}{I_i}. \quad (8)$$

Результаты для различной мощности, вкладываемой в разряд, приведены в таблице. Все измерения проводились при потенциале коллектора  $\pm 18$  В. Как видно из рис. 3, этого напряжения достаточно, чтобы задержать все вторичные электроны (кривые задержки мало изменяются при изменении потенциала от  $\pm 9$  до  $\pm 18$  В). В то же время этот потенциал мал по сравнению с энергией основной массы ионов.

| $P$ , Вт | $U_{rf}$ , В | $U_{sb}$ , В | $I_{rf}$ , А | $\sigma$ | $\gamma$ | $\gamma_g$ | $\gamma_{\text{eff}}$ | $U_{(0)}$ , В | $U_{(1)}$ , В | $U_{(2)}$ , В |
|----------|--------------|--------------|--------------|----------|----------|------------|-----------------------|---------------|---------------|---------------|
| 50       | 551          | 440          | 4.2          | .96      | .03      | .08        | .55                   | 40            | 42.4          | 6.8           |
| 29       | 435          | 322          | 2.86         | .83      | $\sim 0$ | .02        | .36                   | 42            | 45            | 7.6           |
| 19.7     | 355          | 265          | 2.36         | .83      | .017     | .021       | .25                   | 37            | 39            | 8.8           |
| 13.3     | 254          | 180          | 1.73         | .56      | .008     | .077       | .15                   | 35            | 36            | 2.7           |

(Продолжение таблицы)

| $P$ , Вт | $k$  | $j_2/j_1$ | $I_i$ , нА | $I^{(2)}$ , нА | $I^{(3)}$ , нА | $I^{(4)}$ , нА | $I^{(*)}$ , нА | $I_{(ef)}$ , нА | $I_{(e)}$ , нА |
|----------|------|-----------|------------|----------------|----------------|----------------|----------------|-----------------|----------------|
| 50       | 12   | 1.86      | 91         | 23             | 3              | 3              | 5              | 50              | 95             |
| 29       | 8.67 | 1.72      | 96         | 12             | $\sim 0$       | 3              | 2              | 35              | 53             |
| 19.7     | 8.16 | 1.69      | 59         | 6              | $\sim 0$       | 1              | .3             | 15              | 23             |
| 13.3     | 6.14 | 1.57      | 26.2       | 5.5            | .2             | .3             | 1.8            | 4               | 13             |

Приведенные в таблице значения  $\gamma$  меньше, чем наблюдались в сходных условиях в [1]. Особенно велика разница для значений  $\gamma_g$ , достигающая порядка величины. Основной причиной такого различия является следующее обстоятельство. Как видно из кривых задержки для ионов (рис. 3), основная масса ионов имеет энергию близкую к максимальной, что означает, что они проходят слой без столкновений. Следовательно, их скорости лежат в малом телесном угле, определяющемся тепловым разбросом и имеющем порядок  $T_i/\varepsilon_i^{(\max)}$ , где  $T_i$  — температура ионов в плазме,  $\varepsilon_i^{(\max)}$  — максимальная энергия ионов. То же можно сказать и о быстрых электронах, длина пробега которых превышает размер межэлектродного зазора [10]. Следовательно, все быстрые электроны и ионы, которые не задерживаются сетками, попадают на коллектор. Медленные электроны и нейтральные атомы,



напротив, должны иметь угловое распределение близкое к изотропному. Следовательно, их поток ограничивается апертурой коллектора, расположенного на расстоянии 2 см от поверхности электрода (рис. 2). Если считать, что скорости нейтральных частиц, падающих на поверхность электрода, распределены изотропно в телесном угле  $2\pi$ , то их поток на коллектор будет меньше в 20 раз. Таким образом, для корректного сравнения полученных результатов с данными из [1], где частицы попадали в анализатор из телесного угла, близкого к  $2\pi$ , необходимо увеличить в 20 раз ток  $I^{(*)}$  и соответственно  $\gamma_g$ . Этой же причиной можно объяснить возрастание  $\gamma_g$  с ростом давления, наблюдавшееся в [1]. При повышении давления становится существенным рассеяние ионов в слое и их поток также начинает ограничиваться апертурой коллектора. Это приводит к относительному уменьшению ионного тока и, соответственно, к увеличению  $\gamma_g$ . Эффективное расстояние от отверстия до коллектора для медленных электронов меньше, так как они ускоряются в промежутке между первой и второй сетками до энергии 300 эВ и в промежутке между четвертой сеткой и коллектором. Грубую оценку для телесного угла, из которого собираются медленные электроны, можно получить, если исключить из расстояния от поверхности электрода до коллектора зазоры между первой и второй сетками и четвертой сеткой и коллектором. В этом случае получается, что поток медленных электронов ослабляется приблизительно в 14 раз по сравнению с потоком быстрых электронов и ионов. Поскольку электроды изолированы друг от друга, то средний за период заряд, приходящий на электрод, должен быть равен нулю. Быстрые электроны заряд практически не приносят, так как для них коэффициент вторичной эмиссии близок к единице. Следовательно, ток медленных электронов должен компенсировать ионный ток и эмиссию электронов

$$I_i(1 + \gamma_g) = I_e - I_{ef}. \quad (9)$$

Здесь  $I_{ef}$  — ток быстрых электронов,  $I_e$  — суммарный электронный ток. Как видно из таблицы, измеряемая величина электронного тока недостаточна для компенсации ионного тока, однако величина ослабления в 14 раз является явно завышенной.

Другой метод определения  $\gamma$ , свободный от необходимости точного учета ослабления потоков в анализаторе, основан на следующих соображениях. В наших условиях длина пробега электронов с энергией  $\sim 10$  эВ составляет  $\lambda \approx 1$  см. При этом длина энергетической релаксации  $\lambda_e \approx \lambda / \sqrt{2m/M}$  (здесь  $m$  — масса электрона,  $M$  — масса атома) значительно превышает размеры межэлектродного зазора и, следовательно, функция распределения электронов зависит от полной энергии [9]. Хотя большую долю энергии электроны приобретают в слоях, ионизация в основном должна происходить в середине плазменного столба, где максимальна кинетическая энергия электронов [9,10]. Потоки ионов на разрядные электроды определяются амбиполярной диффузией и при концентрации в слоях, меньшей, чем в положительном столбе, должны быть равны в силу симметрии электродной системы. В таком случае эффективный коэффициент ион-электронной эмиссии  $\gamma_{\text{eff}}$  может быть определен как отношение снимаемых с коллектора анализатора тока быстрых электронов и ионного тока. В этом

методе определения коэффициента ион-электронной эмиссии измеряемые потоки ионов и быстрых электронов испытывают в анализаторе одинаковое ослабление, а потоки ионов и возбужденных нейтральных атомов, вызывающие эмиссию электронов с потенциального электрода, не ослабляются. Помимо рассеяния быстрых электронов, которое в наших условиях несущественно, единственным источником погрешности при определении  $\gamma_{\text{eff}}$  этим методом является неполное равенство величин ионных потоков на электроды. Рассчитанные таким способом значения  $\gamma_{\text{eff}}$  приведены в таблице. Они значительно превосходят  $\gamma_g$ , полученные из ионных кривых задержки, и близки к наблюдавшимся ранее [1].

Рассмотрим теперь кривую задержки для электронного тока. Распределение потенциала в анализаторе показано на рис. 2, з.и. В этом случае на второй сетке потенциал положительный, поэтому электронная эмиссия с нее отсутствует. Следовательно, при больших отрицательных потенциалах третьей сетки, когда электроны из плазмы заперты, ток  $I^{(+)}$  складывается из токов  $I^{(3)}$  и  $I^{(4)}$ , а ток  $I_1^{(-)}$  из  $(1 - \sigma)I^{(3)}$  и  $I^{(*)}$ . Как видно из таблицы, величины этих токов много меньше ионного тока и лежат на пределе чувствительности метода. Поэтому они учитывались только при определении нулевого уровня для отсчета электронного тока. При отрицательном потенциале коллектора, когда все вторичные электроны уходят на сетку, электронный ток меняет знак, если величина  $\sigma$  превышает единицу. Если коэффициент вторичной эмиссии меньше единицы во всем диапазоне энергий электронов, то кривая задержки пойдет так, как показано на рис. 5, б штриховой линией. В наших экспериментах при отрицательном потенциале коллектора ток всегда менял знак, что свидетельствует о том, что по крайней мере интегральный коэффициент  $\sigma$  превышает 1.

Величина тока быстрых электронов на коллектор при положительном его потенциале равна

$$I^{(+)} = A \int_{eU^{(3)}}^{\infty} f(\varepsilon) d\varepsilon. \quad (10)$$

Здесь  $e$  — заряд электрона;  $\varepsilon$  — его кинетическая энергия;  $A$  — коэффициент, учитывающий ослабление потока в анализаторе и площадь отверстия;  $U^{(3)}$  — потенциал третьей сетки. При отрицательном потенциале коллектора ток равен

$$I^{(-)} = A \int_{eU^{(3)}}^{\infty} f(\varepsilon) \left[ 1 - \sigma (\varepsilon - eU^{(k)}) \right] d\varepsilon. \quad (11)$$

Дифференцируя (10) по  $U^{(3)}$ , получаем, что функция распределения быстрых электронов по энергиям  $f(\varepsilon)$  пропорциональна  $\partial I^{(+)} / \partial U^{(3)}$ . Аналогично функция  $(1 - \sigma)f(\varepsilon)$  пропорциональна  $\partial I^{(-)} / \partial U^{(3)}$ . Из (10), (11) получаем

$$\sigma (\varepsilon - eU^{(k)}) = 1 - \frac{\partial I^{(-)}}{\partial I^{(+)}}. \quad (12)$$

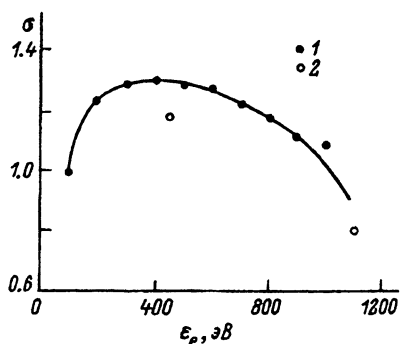


Рис. 7. Зависимости коэффициента вторичной электронной эмиссии от энергии электронов.

1 — результаты расчета по формуле (12);  
2 — результаты решения системы уравнений (6), (7).

Рассчитанные таким способом значения  $\sigma$  приведены на рис. 7. Качественный ход зависимости  $\sigma$  от энергии электронов соответствует наблюдаемому для металлов. Однако максимальная величина  $\sigma$  для чистого алюминия должна быть 0.85 [7]. Отличие, по-видимому, определяется наличием примесей на поверхности электрода и коллектора.

Как уже отмечалось, быстрые электроны образуются за счет вторичной эмиссии на потенциальном электроде и ускоряются в приэлектродном слое. Для пояснения наблюдаемых значений энергий быстрых электронов вблизи заземленного электрода рассмотрим соотношения падений напряжения в слоях и плотностей разрядных токов на электродах. Будем предполагать, что распределение концентрации ионов у потенциального и заземленного электродов подобны. Тогда амплитуды гармоник напряжения на электродах будут отличаться на одинаковый коэффициент. Пусть напряжение на слое у заземленного электрода

$$U_1 = U_{(0)} + U_{(1)} \cos \omega t + U_{(2)} \cos(2\omega t + \varphi) + \dots, \quad (13)$$

тогда напряжение на потенциальном электроде

$$U_2 = kU_{(0)} - kU_{(1)} \cos \omega t + kU_{(2)} \cos(2\omega t + \varphi) + \dots. \quad (14)$$

Энергия ионов, бомбардирующих электрод, определяется их ускорением в среднем поле. Поэтому, если пренебречь осцилляторной скоростью, максимальная энергия ионов  $\varepsilon_i^{(\max)}$  равна  $eU_{(0)}$

$$\varepsilon_i^{(\max)} = eU_{(0)}. \quad (15)$$

Так как время пролета электронов через слой много меньше периода, то их энергия определяется мгновенным значением потенциала. Если предположить, что амплитуды высших гармоник малы и  $\varphi < 1$ , то можно написать

$$\varepsilon_e^{(\max)} = kU_{(0)} + kU_{(1)} + kU_{(2)}. \quad (16)$$

Еще два уравнения связывают амплитуды первой гармоники и постоянной составляющей напряжения в слое с измеряемым амплитудным  $U_{rf}$  и постоянным  $U_{sb}$  напряжениями между электродами

$$U_{rf} = U_{(1)}(1 + k), \quad (17)$$

$$U_{sb} = U_{(0)}(k - 1). \quad (18)$$

Система (15)–(18) позволяет определить коэффициент  $k$  и амплитуды гармоник напряжения. Результаты расчетов приведены в таблице. Видно, что амплитуда второй гармоники напряжения составляет порядка 15% от основной гармоники. Эта величина лежит в диапазоне расчетных значений, полученных в работах [11,12] (12–20% при переходе от тонкого бесстолкновительного слоя к толстому столкновительному) для синусоидальной формы тока.

Коэффициент  $k$  зависит от отношения плотностей тока на электродах [11,13] и структуры слоев. Для бесстолкновительного слоя при равенстве ионных потоков на электроды [7]

$$k = \left( \frac{j_2}{j_1} \right)^4. \quad (19)$$

Здесь  $j_{1,2}$  — плотности разрядного тока на заземленном и потенциальном электродах. Для столкновительного слоя показатель степени в (19) будет равен 2.5. Рассчитанные для бесстолкновительного слоя значения отношений токов приведены в таблице. Отношение токов возрастает с ростом вкладываемой мощности, что коррелирует с наблюдаемым визуально расширением светящейся области за пределами электродов и появлением свечения в диагностических патрубках разрядной камеры, связанного с ростом эффективной площади заземленного электрода.

### Заключение

Проведенные эксперименты показывают, что образующиеся за счет вторичной эмиссии быстрые электроны могут играть существенную роль в ВЧ разрядах низкого давления и их приложениях. Поток быстрых электронов сравним с потоком ионов на электрод, а их энергия значительно превышает ионную и достигает в несимметричном разряде двойного амплитудного значения приложенного напряжения. В симметричном разряде энергия электронов должна быть близка к амплитудному значению приложенного напряжения. Таким образом, быстрые электроны приносят основной поток энергии на больший электрод в несимметричном разряде и должны оказывать существенное влияние на процессы, происходящие на поверхности электрода химические реакции, образование пленки, травление. Коэффициент вторичной эмиссии для быстрых электронов может превышать единицу. Это увеличивает эффективность ионизации быстрыми электронами. Кроме того, на высоких частотах может происходить вторично-эмиссионное размножение быстрых электронов, как при вторично-эмиссионном пробое [11].

Измерены значения ион-электронной эмиссии  $\gamma$  и эффективной ион-электронной эмиссии  $\gamma_{\text{eff}}$ , включающей процессы эмиссии за счет возбужденных атомов, фотонов и т. д. Во всех случаях  $\gamma_{\text{eff}}$  значительно превышает  $\gamma$ . Измерены коэффициенты вторичной электронной эмиссии  $\sigma$  для быстрых электронов в условиях разряда и их зависимость от энергии электронов. Показано, что значения  $\sigma$  могут превышать единицу.

Эксперименты показали, что при использовании анализатора задерживающего поля для измерения распределения по энергиям частиц, бомбардирующих электрод в ВЧ разряде, необходимо учитывать не только вторичную ион-электронную эмиссию с коллектора, но и электрон-электронную эмиссию, а также эмиссию со всех сеток. Максимальный вклад в ток коллектора дает эмиссия с ближайшей к плазме сетки, находящейся под отрицательным потенциалом. При анализе энергий ионов вторую сетку, отсекающую электроны, необходимо поддерживать под отрицательным потенциалом, превышающим по модулю амплитудное значение приложенного высокочастотного напряжения в симметричном либо двойное амплитудное в несимметричном разрядах.

Работа выполнена при поддержке Российского фонда фундаментальных исследований, контракт №93-02-16874. Авторы благодарны Ю.И.Толопиловой за помощь в проведении экспериментов и Л.Д.Цендину за ценные замечания.

#### Список литературы

- [1] *Böhm C., Perrin J. // Rev. Sci. Instr. 1993. Vol. 64. N 1. P. 31–44.*
- [2] *Köhler K., Coburn J.W., Korn D.E. et al. // J. Appl. Phys. 1985. Vol. 57. P. 59–66.*
- [3] *Tompson B.E., Allen K.D., Richards A.D., Savin H.M. // J. Appl. Phys. 1986. Vol. 56. N 6. P. 1463.*
- [4] *Koenig H.R., Maissel L.I. // IBM J. Res. Develop. 1970. Vol. 14. P. 168.*
- [5] *Smirnov A.S., Tsendin L.D. // IEEE Trans. on Plasma Sci. 1991. Vol. 19. N 2. P. 130–140.*
- [6] *Чен Ф.Ф. // Диагностика плазмы / Под ред. Р.Хадлстоуна, С.Леонарда. М.: Мир, 1967.*
- [7] *Физические величины. Справочник / Под ред. И.С.Григорьева, Е.З.Мейлихова. М.: Энергоатомиздат, 1991. 1232 с.*
- [8] *Huxley L.G.H., Crompton R.W. The diffusion and drift of electrons in gases. New York: Wiley, 1974.*
- [9] *Kaganovich I.D., Tsendin L.D. // IEEE Trans. on Plasma Sci. 1992. Vol. 20. N 2. P. 66–75.*
- [10] *Дулькин А.Е., Мошкалева С.А., Смирнов А.С., Фролов К.С. // ЖТФ. 1993. Т. 63. Вып. 7. С. 64–73.*
- [11] *Lieberman M.A. // IEEE Trans. on Plasma Sci. 1988. Vol. 16. N 6. P. 638–643.*
- [12] *Lieberman M.A. // IEEE Trans. on Plasma Sci. 1989. Vol. 17. N 2. P. 338–341.*
- [13] *Raizer Yu.P., Shneider M.N. // Plasma Sources Sci. Technol. 1992. Vol. 1. P. 102–108.*
- [14] *Gill E.W.B., von Engel A. // Proc. Roy. Soc. 1948. Vol. A192. P. 446–449.*