

электронов растет пропорционально ускоряющему потенциалу $\propto E$, как это видно из (12).

Электростатическое ускорение потока, прошедшего амплитудную модуляцию, свободно от указанных недостатков, так как в этом случае изменение скоростей электронов не меняет форму и спектр тока и рост мощности тока не сопровождается падением электронного КПД.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

[1] Алексеев Ю. К., Костяненко А. И. Вестн. Моск. ун-та. Сер. Физ. Астрон., 1982, 23, № 6, с. 38. [2] Сушков А. Д., Тайсель М. Б. Изв. ЛЭТИ, 1972, вып. 101, с. 50. [3] Гвоздовер С. Д. Теория электронных приборов сверхвысоких частот. М., 1956. [4] Лебедев И. В. Техника и приборы СВЧ. М., 1972, т. 2.

Поступила в редакцию
03.08.81

ВЕСТН. МОСК. УН-ТА. СЕР. 3. ФИЗИКА. АСТРОНОМИЯ, 1983, т. 24, № 1

УДК 533.9.08

ОПРЕДЕЛЕНИЕ ПОТЕНЦИАЛА ПЛАЗМЫ ПО ИОННОЙ ЧАСТИ ВОЛЬТ-АМПЕРНОЙ ХАРАКТЕРИСТИКИ ЭЛЕКТРИЧЕСКОГО ЗОНДА

В. С. Николаев

(кафедра электроники)

Большое значение для верного определения параметров плазмы (n_e , $\Phi_{РЭЭ}$, $\epsilon_{ср}$) из вольт-амперной характеристики (ВАХ) зонда имеет правильное нахождение на ВАХ точки, в которой потенциал зонда V равен потенциалу плазмы V_0 . Обычно V_0 определяют по точке перегиба графика зависимости логарифма электронного тока от потенциала зонда или по нулю второй производной тока на зонд. Однако в некоторых условиях ни один из этих методов не применим. Например, в магнитном поле нуль второй производной не достигается из-за высокого уровня шумов. В первых же работах по изучению влияния магнитного поля на зондовый ток [1] было получено, что точка перегиба на ВАХ не соответствует потенциалу плазмы. Этот вывод подтверждается и результатами более поздних работ [2]. В [1] предложен метод нахождения V_0 по так называемому «нулевому эффекту», но этот метод, как отмечают сами авторы, применим только при небольших магнитных полях. Поэтому представляет интерес разработать метод определения V_0 , использующий не электронную, а ионную часть ВАХ, поскольку она менее подвержена влиянию магнитного поля благодаря большой массе иона. Такой метод будет также полезен при измерениях в условиях, когда по какой-либо причине нет возможности определить зондовый ток в области потенциала плазмы. В настоящее время имеется большое число работ [3], в которых авторы приходят к выводу, что в широком диапазоне изменения параметров плазмы зависимость ионного тока на зонд от потенциала носит степенной характер.

В статье [4] было предложено использовать для определения V_0 степенную зависимость тока на зонд от V :

$$I = CV^\alpha, \quad (1)$$

которая справедлива при больших притягивающих потенциалах зонда. Используя (1), авторы работы [4] получили для определения V_{0f} следующее выражение:

$$V_{of} = \frac{J_2^{1/\alpha} V_{1f} - J_1^{1/\alpha} V_{2f}}{J_1^{1/\alpha} - J_2^{1/\alpha}} \quad (2)$$

Здесь V_{of} — потенциал плазмы, J_1, J_2 — ионные токи на зонд при потенциалах V_{1f} и V_{2f} соответственно. (Все потенциалы отсчитываются относительно плавающего.)

Несмотря на внешнюю простоту формулы (2), применение ее затруднительно, так как величина показателя степени α неизвестна. Используемое для вычитания ионного тока из ВАХ значение $\alpha=0,5$ (см., например, [5]) при подстановке в (2) дает заведомо неверные результаты. Определение α как тангенса угла наклона зависимости $\lg J_i - \lg V$ требует предварительного знания V_0 . Следует также отметить, что формула (2) чувствительна к малым изменениям α . При вычислении V_0 по (2) изменение α на 5% может приводить к изменению величины V_0 более чем в два раза.

В настоящей работе предлагается метод определения V_0 , использующий ионную часть ВАХ и основанный на отыскании параметров C и α уравнения (1) по специально разработанному алгоритму, легко реализуемому на ЭВМ.

Практически всегда можно указать область значений потенциала зонда, в которой предположительно находится V_0 . Пусть V_0' — какое-либо значение потенциала из этой области, ΔV — отклонение V_0' от V_0 . Обозначим через V_1 потенциал на ионной ветви характеристики, выбранный таким образом, чтобы электронный ток при этом потенциале был много меньше ионного тока. V_1 — первая точка участка ионной части ВАХ, который используется для нахождения параметров C и α по большому числу значений тока при потенциалах более отрицательных, чем V_1 .

Так как трудно указать априори, при каких потенциалах электронным током можно пренебречь, была использована следующая процедура выбора V_1 . При некотором V_1 описанным ниже способом находится V_0' . Затем V_1 задается более отрицательным и находится V_0'' . Если $V_0' = V_0''$, то пренебрежение электронным током справедливо и потенциал пространства принимается равным V_0' . Если $V_0' \neq V_0''$, то V_1 сдвигается в сторону еще более отрицательных значений и находится V_0''' . Итерации продолжаются до тех пор, пока «потенциалы пространства», определенные по разным участкам ионной ветви ВАХ, не совпадут. Для большей уверенности в правильности определения V_0 необходимо добиваться совпадения значений V_0' , определенных при нескольких V_1 .

Пусть $J(V_i)$ — заданное значение ионного тока, а $J'(V_i)$ — значения аппроксимирующего тока. Тогда среднеквадратическое отклонение заданного тока от аппроксимирующего можно найти по формуле

$$\Lambda = \left(\sum_{i=1}^n (J(V_i) - J'(V_i))^2 \right)^{1/2} / n,$$

где n — число используемых значений тока. Для определения V_0 при некотором V_1 задаем различные V_0' и находим $C_1(V_0')$, $\alpha_1(V_0')$ и $\Lambda_1(V_0')$. Для другого V_1 находим $C_2(V_0')$, $\alpha_2(V_0')$ и $\Lambda_2(V_0')$.

V_0 можно определить по двум критериям:

- 1) $\Lambda(V_0)$ должно быть наименьшим из всех $\Lambda(V_0')$;
- 2) $\alpha_1(V_0)$ должно равняться $\alpha_2(V_0)$.

Чувствительность этих критериев к случайным ошибкам проверялась на большом числе модельных задач. Задавая произвольное C и α

в пределах 0,5—1, мы вычисляли функцию $J = CV^\alpha$. Затем на функцию накладывалась случайная ошибка δ . После этого по описанному методу находилось V_0 . Результаты решения модельных задач представлены на рис. 1, 2 и в таблице.

Чувствительность первого критерия к случайным ошибкам при различных α и V_1 может быть приблизительно оценена. Точное значение тока при потенциале V_i задается выражением $J(V_i) = C(V_0)V_i^\alpha$, а измеренное значение при том же потенциале будет

$$J'(V_i) = C(V_0)V_i^\alpha + \delta_i C(V_0)V_i^\alpha.$$

Приняв $V_0' = V_0 - \Delta V$, получим ток в точке, соответствующей потенциалу V_i :

$$J(V_i + \Delta V) = C(V_0')(V_i + \Delta V)^{\alpha(V_0')}$$

Найдем среднеквадратическое отклонение $J'(V_i)$ от $J(V_i + \Delta V)$ и усредним по всем значениям тока. Учитывая, что $\Delta V \ll V_i$ и что C и α слабо зависят от V_0' , обычными методами определим ΔV , при котором Δ будет минимальным, найденная величина ΔV (обозначим ее ε) является ошибкой в определении V_0 и записывается в виде

$$\varepsilon = \left(\frac{C(V_0) - C(V_0')}{C(V_0')} + \delta_i \frac{C(V_0)}{C(V_0')} V_i^\alpha \right) / \alpha. \quad (3)$$

При условии, что

$$C(V_0') \approx C(V_0), \quad (4)$$

выражение (3) примет вид

$$\varepsilon = \frac{V_i^\alpha \delta_i}{\alpha}. \quad (5)$$

Поскольку равенство (4) не является точным, (5) дает заниженные значения ε , но качественно верно описывает связь между α , V_1 и δ , так как V_i определяется величиной V_1 .

Получить аналитически подобное выражение для второго критерия не удалось, однако результаты решения модельных задач показывают (см. таблицу), что ошибка ε в определении V_0 по второму критерию также увеличивается с увеличением δ и V_1 .

На рис. 1, 2 представлены зависимости среднеквадратического отклонения Δ от ΔV при различных значениях δ и V_1 . В соответствии с (3) и (5) при небольших δ наблюдается резкий минимум. При увеличении δ и V_1 он становится менее резким и ошибка в определении V_0 возрастает. (Для более компактного расположения кривые на рисунках смещены по оси ординат.)

В случае, когда V_1 и δ настолько велики, что величина V_0 не может быть определена с необходимой точностью по первым двум критериям, следует пользоваться еще одним критерием, который не являет-

Ошибка в определении V_0 по второму критерию для $V_1 = 32$ и различных δ (ε_1) и для $\delta = 2\%$ и различных V_1 (ε_2)

$\delta, \%$	0	1	2	3	4	5	6
ε_1, B	0	-1	-2	1	-4	3	2
V_1, B	18	24	30	37	43		
ε_2, B	0	-1	1	-2	1		

ся таким же очевидным, как два первых, но на существование которого указывают результаты решения модельных задач. Зависимость C от ΔV имеет заметный перегиб при $\Delta V=0$. На рис. 3 представлены графики этой зависимости при различных δ и V_1 . Графики показывают, что положение точки перегиба практически не зависит от δ и V_1 . Такую слабую чувствительность к случайным ошибкам и выбору участка ионной ветви ВАХ для аппроксимации можно объяснить тем, что значение C получается усреднением по всем значениям используемого ионного тока.

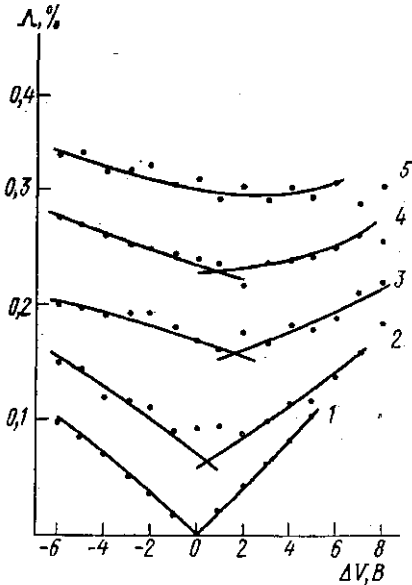


Рис. 1. Отклонение аппроксимирующего тока от заданного как функция при различных δ : $\delta=0$ (1), 1 (2), 2 (3), 3 (4) и 4 (5) % ($V_1=32$ В)

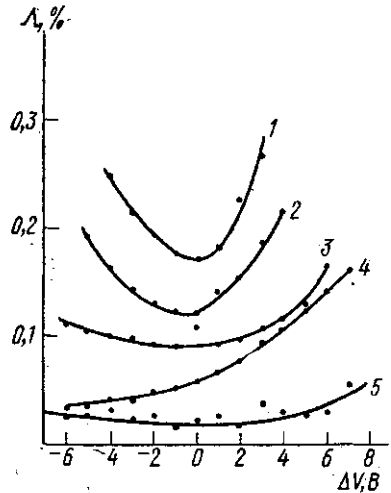


Рис. 2. Отклонение аппроксимирующего тока от заданного как функция ΔV при различных V_1 : $V_1=18$ (1), 24 (2), 30 (3), 37 (4) и 43 (5) В ($\delta=2\%$)

Используя (1), мы допускаем неточность, а именно: пренебрегаем ионным током на зонд при потенциале зонда, равном потенциалу плазмы. В большинстве случаев такое пренебрежение справедливо. Как показывают результаты решения модельных задач, при $J_i(V_0) < < 10^{-2} J(V_1)$, что выполняется практически всегда в реальных условиях, наличие ионного тока при $V=V_0$ совершенно не сказывается на определении потенциала плазмы.

Потенциал пространства в плазме без магнитного поля, определенный предложенным способом, сравнивался с V_0 , определенным по перегибу полулогарифмической характеристики электронного тока на зонд. Измерения проводились в разряде в гелии при давлениях 0,1 и 0,4 мм рт. ст. и разрядных токах 30, 100 и 200 мА. При этом концентрация электронов, определенная по электронному току насыщения, менялась в пределах $(0,5-50) \cdot 10^9$ см $^{-3}$ и $T_e=4,5-8$ эВ. Разряд зажигался в стеклянной трубке (диаметром 4 см и длиной 90 см) с танталовым анодом и накаливаемым оксидным катодом. Материал трубки обезгаживался нагреванием до 420°C при постоянной откачке до $5 \cdot 10^{-6}$ мм рт. ст. Металлические части обезгаживались высокочастотным нагревом. Молибденовые зонды длиной 5 мм и диаметром 0,05 мм располагались на оси трубки на расстоянии 50 см от катода. Перед каждым измерением зонды очищались посредством электронной бом-

бардировки. Чистота He контролировалась спектральными методами. Ионные токи измерялись с точностью лучшей, чем 1%. В описанных экспериментах было получено, что различие V_0 , определенных разными методами, не превышало одного вольта, несмотря на то что V_1 приходилось выбирать большим, чем 40 В. Из-за этого первые два критерия давали V_0 с большой ошибкой, и было необходимо пользоваться третьим критерием. Для лучшего определения точки перегиба на зависимости $C(V_0')$ она находилась по аппроксимации 4—5 различных участков ионного тока. При обработке экспериментальных ВАХ среднеквадратическое отклонение заданных точек ионного тока от аппроксимирующих не превышало 0,1%, что говорит о справедливости применения выражения (1).

Таким образом, решение модельных задач и результаты экспериментальной проверки показывают, что описанный способ определения потенциала плазмы

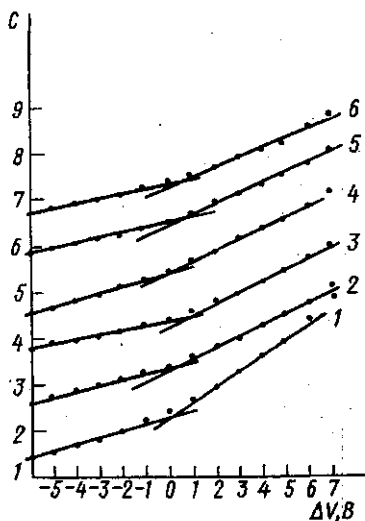


Рис. 3. Зависимость параметра C от ΔV при различных δ и V_1 : 1 — $\delta=2\%$, $V_1=18$ В; 2 — 2% , 30 В; 3 — 2% , 43 В; 4 — 0% , 32 В; 5 — 3% , 32 В; 6 — 5% , 32 В

достаточно надежен и может быть использован в тех случаях, когда применение обычных методов невозможно или затруднено. Наиболее успешно метод может использоваться в магнитном поле, так как оно уменьшает электронный ток на зонд и мало влияет на ионный, что позволяет использовать для вычисления $C(V_0')$, $\alpha(V_0')$ и $\Lambda(V_0')$ участки ионной части ВАХ при меньших значениях V_1 .

Автор выражает свою искреннюю благодарность А. М. Девятову за полезное обсуждение работы.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- [1] Спивак Г. В., Рейхрудель Э. М. ЖЭТФ, 1936, 6, № 8, с. 816; Спивак Г. В., Рейхрудель Э. М. АН СССР, сер. физ., 1938, № 4, с. 479. [2] Чен Ф. В кн.: Диагностика плазмы/Под ред. Р. Хаддлстоуна и С. Леонарда. М.: Мир, 1967, с. 94. [3] Чан П., Тэбот Л., Турян К. Электрические зонды в неподвижной и движущейся плазме. М.: Мир, 1978; Довженко В. А., Ершов А. П., Солнцев Г. С. Вестн. Моск. ун-та. Сер. Физ. Астрон., 1978, 19, № 6, с. 9; Лебедев Ю. А., Иванов Ю. А., Полак Л. С. Методы контактной диагностики в неравновесной плазмехимии. М.: Наука, 1981; Chen F., Etievant C., Mosher D. Phys. Fluids, 1968, 11, N 4, p. 811. [4] Chang J. S., Chen S. L. J. Phys. D: Appl. Phys., 1977, 10, p. 979. [5] Малкин О. А. Импульсный ток и релаксация в газе. М.: Атомиздат, 1974, с. 45.

Поступила в редакцию
08.10.81