

мощью ионосферного канала, помехоустойчивость приема суммы даже четырех ЧРП практически совпадает с помехоустойчивостью приема полностью рассеянного поля.

Таким образом, проведенные исследования показали, что интерференция разного числа ЧРП со смещенными спектрами резко снижает помехоустойчивость приема информации. В типичных условиях ионосферного канала связи помехоустойчивость приема многолучевого сигнала ниже, чем помехоустойчивость приема однолучевого сигнала, на 20—30 дБ и более. Это обстоятельство свидетельствует о том, что существуют большие резервы повышения надежности передачи информации по ионосферному каналу связи, которые следует осваивать.

## ЛИТЕРАТУРА

[1] Березин Ю. В., Крашенинников И. В. // Геомагнетизм и аэронавигация. 1979. № 4. С. 641. [2] Левин Б. Р. Теоретические основы статистической радиотехники. М., 1966. Гл. 3, п. 2. [3] Финк Л. М. Теория передачи дискретных сообщений. М., 1970. Гл. 5, п. 2.

Поступила в редакцию  
10.05.89

ВЕСТН. МОСК. УН-ТА. СЕР. 3. ФИЗИКА. АСТРОНОМИЯ. 1990. Т. 31. № 4

УДК 533.9.082.76

### ОБРАБОТКА ЗОНДОВЫХ ВОЛЬТ-АМПЕРНЫХ ХАРАКТЕРИСТИК ПРИ УЧЕТЕ ЭФФЕКТА СТОКА ЭЛЕКТРОНОВ НА ЗОНД

Л. М. Волкова, А. М. Девятов, М. А. Мальков, В. С. Николаев

(кафедра физической электроники)

Показано, что при проведении зондовых измерений в плазме разряда в He с хорошей точностью параметр стока можно считать не зависящим от энергии и равным  $\delta = \delta (kT_e)$ . При измерениях в плазме разряда в рамзауровских газах Ag, Kr, Xe пренебрежение зависимостью параметра стока от энергии приводит к погрешностям ~50—70% при определении как средней энергии электронов, так и их концентрации.

В условиях, когда необходимо учитывать эффект стока [1—3], зависимость электронной компоненты зондового тока от задерживающего потенциала  $V$  описывается выражением

$$i(V) = \frac{2\pi n e S}{m^2} \int_{eV}^{\infty} \frac{f(\epsilon) (\epsilon - eV) d\epsilon}{1 + \delta (1 - eV/\epsilon)}, \quad (1)$$

где  $n$  и  $\epsilon$  — концентрация и энергия электронов;  $S$  — площадь зонда;  $e$ ,  $m$  — соответственно заряд и масса электрона;  $\delta$  — параметр стока электронов на зонд, величина которого определяется родом и давлением газа, геометрией зонда, ориентацией зонда относительно магнитного поля.

Анализ ошибок, к которым приводит пренебрежение эффектом стока при обработке зондовых ВАХ, проводился в работах [2, 4]. Однако условие  $\delta \approx \text{const}$ , использованное при анализе в указанных работах, в реальном эксперименте может выполняться далеко не всегда. Скажем, в отсутствие магнитного поля для цилиндрического зонда ра-

диуса  $a$  и длины  $l$ , работающего в диффузионном режиме (т. е. при  $a \gg \lambda_e$ ), параметр стока есть

$$\delta \simeq \frac{3}{4} \frac{a}{\lambda_e} \ln \frac{l}{a}. \quad (2)$$

Поскольку длина свободного пробега  $\lambda_e \sim 1/Q(\epsilon)$  (здесь  $Q(\epsilon)$  — диффузионное сечение рассеяния электронов), то  $\delta(\epsilon) \sim Q(\epsilon)$  и имеет весьма разнообразный вид в различных газах.

Ясно, что вид функции  $\delta(\epsilon)$  может довольно заметно сказываться на результатах обработки зондовых характеристик. Например, как получено в [4], при  $\delta = \text{const} \gg 1$  для максвелловской функции распределения электронов по энергиям (ФРЭЭ) нуль второй производной зондового тока по  $V$  отстоит от потенциала плазмы на  $\Delta V = kT_e/e$ .

В слабоионизованной плазме, поддерживаемой электрическим полем, при не очень низких давлениях ФРЭЭ является максвелловской лишь в разряде в He [5], где частота столкновений электронов с атомами газа практически не зависит от энергии. Для противоположного часто рассматриваемого случая, когда длина свободного пробега электронов от их энергии не зависит, ФРЭЭ является дравестейновской:  $f(\epsilon) \sim \exp\{-(\epsilon/\bar{\epsilon})^2\}$ . Поэтому для разного рода оценок в зондовой диагностике используется также [6, 7] ФРЭЭ более общего вида:  $f(\epsilon) \sim \exp\{-(\epsilon/\bar{\epsilon})^\alpha\}$ , включающая как частные случаи максвелловскую ( $\alpha=1$ ) и дравестейновскую ( $\alpha=2$ ) функции распределения. Для функции распределения такого вида и  $\delta(\epsilon) \sim \epsilon^\beta$  можно получить  $\Delta V \simeq (\bar{\epsilon}/e)^\alpha \sqrt[3]{(1-\beta)/\alpha}$ . Как видно из данного соотношения, при различных  $\alpha$  и  $\beta$  значение  $\Delta V$  может быть как больше, так и меньше  $\epsilon$  и, скажем, при  $\beta \rightarrow 1$   $\Delta V \rightarrow 0$ .

В работе [3] был предложен простейший способ обработки зондовых вольт-амперных характеристик для случая  $\delta = \text{const}$ . В настоящей работе исследовано, к каким ошибкам при обработке ВАХ согласис [3] может приводить пренебрежение зависимостью параметра стока от энергии.

Решение поставленной задачи проводилось на основе машинного эксперимента, который заключался в следующей последовательности вычислений.

На первом этапе расчетов по заданной ФРЭЭ вычислялась зависимость (1) зондового электронного тока от задерживающего потенциала  $i(V)$ . При этих вычислениях параметр стока рассчитывался по формулам, приведенным в [8], с той лишь разницей, что длина свободного пробега электронов считалась не постоянной, а зависящей от энергии. В качестве исходных данных для расчета  $\delta(\epsilon)$  задавались: род газа (т. е. сечение рассеяния электронов) и его давление  $p$ , размеры цилиндрического зонда и напряженность магнитного поля  $H$  (зонд считался ориентированным параллельно магнитному полю). На следующем этапе вычислений считалось, что случайная погрешность измерений этого «идеального» тока составляет около 2%.

Поскольку задача нахождения ФРЭЭ  $f(\epsilon)$  из интегрального уравнения (1) является некорректной, то, прежде чем проводить какие-либо дальнейшие расчеты, необходимо убедиться в том, что для заданных погрешностей измерений и рассматриваемого вида ядра интегрального уравнения решение его получается достаточно точным. Поэтому на втором этапе вычислений методом регуляризации Тихонова [9] решалась обратная задача восстановления ФРЭЭ по рассчитанным зондовым токам. Расчеты показали, что восстановленные таким образом

функции распределения отличаются от заданных не более чем на 2—3%.

На третьем этапе вычислений проводилась обработка зондовых вольт-амперных характеристик в предположении, что параметр стока есть некоторая постоянная величина, вычисляемая при энергии, равной  $kT_e$ , т. е.  $\delta = \delta(kT_e) = \text{const}$ . Иными словами, моделировалась ситуация, когда в интегральном уравнении (1) вместо точного ядра

$$K(\epsilon, V) = \frac{\epsilon - eV}{1 + \delta(\epsilon)(1 - eV/\epsilon)}$$

с зависящим от энергии параметром стока  $\delta(\epsilon)$  рассматривалось ядро с  $\delta = \text{const}$ . После решения по заданному электронному току  $i_e(V)$  интегрального уравнения (1) с  $\delta = \text{const}$  рассчитывались средние энергии и концентрации электронов, которые сравнивались затем с заданными значениями.

Выбор значения  $\delta = \text{const}$  при  $\epsilon = kT_e$  связан с тем, что величина электронного тока насыщения при зависящем от энергии параметре стока приближенно может быть оценена [5] по формуле

$$i(0) = \frac{2\pi n e S}{m^2} \int_0^{\infty} \frac{f(\epsilon) \epsilon d\epsilon}{1 + \delta(\epsilon)} \approx \frac{n e S \bar{\epsilon}}{4(1 + \delta)},$$

где  $\delta \approx \delta(\gamma kT_e)$  с  $\gamma \approx 1$  для слабо изменяющихся  $\delta(\epsilon)$ .

Расчеты проводились для реальных условий, встречающихся в эксперименте. В качестве рабочих газов были использованы гелий и ксенон. Этот выбор обусловлен существенным различием хода сечений рассеяния электронов на данных атомах. Размеры цилиндрического зонда задавались равными  $a \approx 5 \cdot 10^{-3}$  см,  $l = 5 \cdot 10^{-1}$  см. Давление варьировалось в пределах от  $10^{-1}$  до 10 Тор, магнитное поле — от 0 до 1500 Э.

Характерные зависимости параметра стока от энергии для слабоионизованной плазмы разряда в Хе представлены на рис. 1. Здесь кривая 1 соответствует условиям  $H=0$  и  $p=10$  Тор, кривая 2 —  $H=10^3$  Э и  $p=0,1$  Тор, кривая 3 —  $H=10^3$  Э,  $p=10$  Тор.

Зависимости, подобные 1, наблюдаются только в Хе при больших давлениях, когда  $\lambda_e \ll a$  и  $\delta \sim Q(\epsilon)$ ; подобные 2 — в Хе, когда ларморовский радиус электронов  $R_L$  много меньше  $\lambda_e$ , и в He, как в магнитном поле, так и без него. Кривая 3, являющаяся в некотором роде суперпозицией зависимостей 1 и 2, наблюдается в случае, когда при достаточно больших величинах магнитного поля и больших давлениях ларморовский радиус становится сравнимым с длиной свободного пробега электронов.

На рис. 2 представлены ФРЭЭ  $f_{\delta=c}^1$  и  $f_{\delta=c}^2$ , восстановленные из электронных токов  $i_e(V)$ , рассчитанных для условий, когда  $\delta(\epsilon)$  описываются соответственно кривыми 1, 2 на рис. 1. Как видно из рис. 1, 2, заданные и восстановленные ФРЭЭ при условии  $\delta = \delta(kT_e) = \text{const}$  различаются довольно заметно, особенно в области малых энергий. При этом наиболее значительные отличия (при малых энергиях более чем в два раза) от заданной ФРЭЭ наблюдаются для функции  $f_{\delta=c}^1$ . Тем не менее наклон восстановленной ФРЭЭ при  $\epsilon \gg \epsilon_c$  с хорошей точностью совпадает с наклоном заданной функции. Это позволяет оценивать  $T_e$  в случае максвелловской функции распределения.

Приведенные на рис. 2 результаты типичны и характеризуют искажения ФРЭЭ для больших значений параметра стока (при меньших  $\delta(\epsilon)$  искажения меньше).

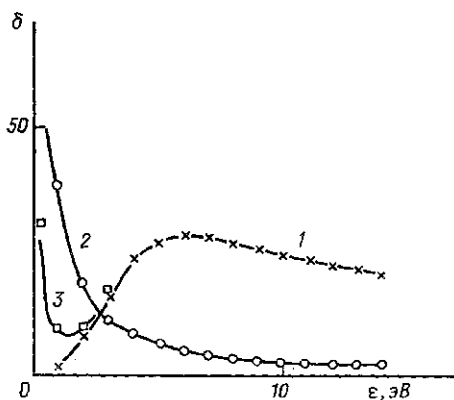


Рис. 1

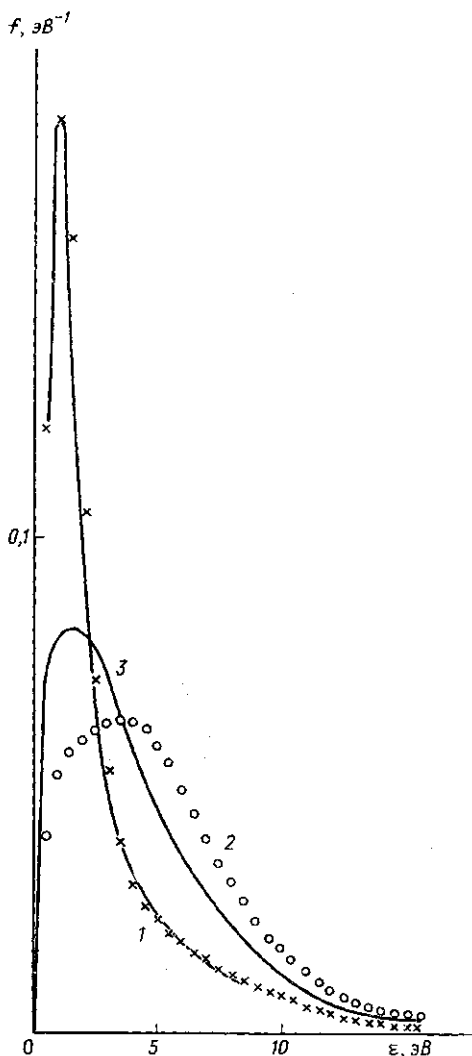


Рис. 2

Посмотрим теперь, к каким ошибкам приводит пренебрежение зависимостью параметра стока от энергии в значениях концентрации и средней энергии электронов. В таблице даны отношения измеренных (индекс «ms») к истинным (индекс «tr») значениям концентраций и средних энергий без учета эффекта стока электронов на зонд ( $(n_{ms}/n_{tr})_{\delta=0}$ ,  $(\epsilon_{ms}/\epsilon_{tr})_{\delta=0}$ ; значения параметров стока  $\delta(kT_e)$  и  $\delta_{max}$ ; отношения  $(n_{ms}/n_{tr})_{\delta=c}$  и  $(\epsilon_{ms}/\epsilon_{tr})_{\delta=c}$ , полученные при обработке зондовых вольт-амперных характеристик в предположении  $\delta=const$ ).

Как и следовало ожидать, характер отличия заданных значений концентрации и энергии электронов от восстановленных (соответству-

**Ошибки в определенных из ФРЭЭ значениях концентрации  
и средней энергии электронов**

$N, \text{Э}$	$T_e, \text{эВ}$	$\delta$	$\left(\frac{n_{ms}}{n_{tr}}\right)_{\delta=c}$	$\left(\frac{n_{ms}}{n_{tr}}\right)_{\delta=0}$	$\left(\frac{\bar{\varepsilon}_{ms}}{\varepsilon_{tr}}\right)_{\delta=c}$	$\left(\frac{\bar{\varepsilon}_{ms}}{\varepsilon_{tr}}\right)_{\delta=0}$
<i>Гелий, <math>p = 10 \text{ Тор}</math></i>						
0	4	3,56	1,16	0,19	1,07	1,65
500	4	4,0	1,18	0,18	1,07	1,65
	6	3,5	1,18	0,20	1,07	1,70
1000	8	3,1	1,19	0,22	1,07	1,68
	4	5,22	1,23	0,15	1,08	1,81
2000	4	9,90	1,39	0,10	1,13	2,02
<i>Ксенон, <math>p = 10 \text{ Тор}</math></i>						
0	4	23,7 (28,0)	2,00	0,07	0,72	0,93
500	2	9,0 (28,0)	0,90	0,09	0,68	0,87
	3	16,3 (28,0)	1,29	0,06	0,67	1,00
1000	4	23,7 (28,0)	1,61	0,05	0,72	1,23
	5	26,3 (28,0)	1,66	0,04	0,78	1,56
2000	4	23,9 (28,1)	1,36	0,04	0,80	1,60
	4	24,6 (28,5)	1,16	0,03	0,92	1,85
<i>Ксенон, <math>p = 1 \text{ Тор}</math></i>						
0	4	1,90 (2,34)	1,31	0,36	0,85	1,22
500	2	2,6 (2,6)	0,93	0,20	1,05	1,60
	3	2,1 (2,6)	1,02	0,22	1,06	1,60
1000	4	2,4 (2,6)	1,00	0,23	1,05	1,61
	5	2,6	1,09	0,24	1,04	1,62
2000	4	3,88	1,03	0,16	1,15	1,80
	4	9,62	1,24	0,09	1,18	2,00
<i>Ксенон, <math>p = 0,1 \text{ Тор}</math></i>						
0	4	0,09 (0,15)	1,00	0,90	1,00	1,03
500	2	5,8	1,76	0,19	1,12	1,65
	3	3,4	1,47	0,25	1,08	1,71
1000	4	2,3	1,27	0,29	1,08	1,64
	5	1,8	1,16	0,33	1,08	1,58
2000	4	8,00	1,42	0,12	1,16	2,00
	2	57,9	1,79	0,02	1,33	2,51
	3	37,2	1,66	0,33	1,27	2,51
	4	26,3	1,48	0,04	1,23	2,27
	5	12,8	1,36	0,07	1,18	2,09

В скобках даны значения  $\delta_{\text{max}}$ , соответствующие максимальным значениям на кривой 3 на рис. 1.

ющим измеренным) может зависеть не только от значения  $\delta$ , но и от вида зависимости  $\delta(\varepsilon)$ . Например (см. таблицу), хотя в ксеноне при  $p=10$  Тор величины параметра стока  $\delta(kT_e)$  и  $\delta_{\max}$  практически не зависят от магнитного поля, тем не менее отношения  $(n_{ms}/n_{tr})_{\delta=c}$ ,  $(\varepsilon_{ms}/\varepsilon_{tr})_{\delta=c}$  при изменении магнитного поля изменяются довольно заметно. С другой стороны, в условиях  $H=1000$  Э характер зависимостей  $\delta(\varepsilon)$  качественно отличен при  $p=10$  и  $10^{-1}$  Тор: при  $p=10^{-1}$  Тор  $\delta(\varepsilon)$  имеет вид кривой 2, при  $p=10$  Тор — вид кривой 1 (см. рис. 1). Тем не менее сравнение значений восстановленных параметров показывает, что восстановленные при условии  $\delta=\text{const}$  концентрации электронов отличаются всего на  $\sim 20\%$ , средние же энергии — приблизительно на  $30\%$ .

Таблица иллюстрирует расхождение заданных и восстановленных концентраций и средних энергий электронов при различных значениях  $T_e$ . Как показывает таблица, в He, где параметр стока слабо зависит от энергии, восстановленные при условии  $\delta=\text{const}$  концентрация и средняя энергия с хорошей точностью совпадают с заданными величинами. В случае же, когда параметр стока довольно сильно меняется с энергией, восстановленные концентрации и средние энергии электронов отличаются от заданных более значительно.

Таким образом, приведенные расчеты показали, что обработка зондовых вольт-амперных характеристик без учета зависимости параметра стока от энергии может приводить к погрешностям  $\sim 30\text{--}40\%$  в определении средней энергии и  $\sim 70\text{--}100\%$  в определении концентрации электронов. Поэтому в случае, если необходима большая точность в определении указанных величин, должна быть принята во внимание зависимость параметра стока от энергии. Если же такая точность достаточна, то величины средней энергии и концентрации электронов можно найти, полагая величину параметра стока постоянной:  $\delta=\delta(kT_e)$ .

#### ЛИТЕРАТУРА

- [1] Swift J. D. // Proc. Phys. Soc. 1962. 79, N 4. P. 697. [2] Луковников А. И., Новгородов М. З. // Кр. сообщ. по физике ФИАН. 1971. № 1. С. 22. [3] Девятков А. М., Мальков М. А. // Изв. вузов. Физика. 1984. № 3. С. 29. [4] Девятков А. М., Мальков М. А. // Там же. С. 34. [5] Митчнер М., Кругер Ч. Частично ионизованные газы. М., 1976. [6] Васильева И. А. // ТВТ. 1974. 12, № 1. С. 29. [7] Ершов А. П., Довженко В. А., Кузовников А. А., Окс С. Н. // Физика плазмы. 1981. 7. С. 609. [8] Чен Ф. // Диагностика плазмы / Под ред. Р. Хаддлстоуна, С. М. Ленарда. 1967. С. 94. [9] Тихонов А. Н. // ДАН СССР. 1963. 151, № 3. С. 501.

Поступила в редакцию  
03.10.89