

1. Жодзишский М. И. «Радиотехника», 21, 8, 1966.
2. Воробейчиков Э. С., Пойзнер Б. Н., Портнова Т. С. «Изв. вузов», радиофизика, 16, 10, 1973.
3. Воронин Э. С., Берестовский Г. Н. «Радиотехника», 11, 3, 1956.
4. Мерзлякова М. Н. «Изв. вузов», физика, 6, 1975.
5. Коваленко А. С., Мигулин В. В. «Вестн. Моск. ун-та», физ., астрон., 11, № 3, 1970.
6. Дэвид Е. Вопросы радиолокационной техники. В сб.: «Переводы и обзоры иностранной периодической литературы», вып. 1 (13). М., 1953.

Поступила в редакцию 13.6 1975 г.

Кафедра физики колебаний

УДК 537.525

В. А. ГОДЯК, А. А. КУЗОВНИКОВ

ПЛАВАЮЩИЙ РЕЗОНАНСНЫЙ ЗОНД В ПЛАЗМЕ ПОЛОЖИТЕЛЬНОГО СТОЛБА

Приращение плавающего потенциала ΔV ленгмюровского зонда под действием ВЧ напряжения изучалось в [1]. Было показано, что ΔV определяется действующим напряжением в призондовом двойном слое и для частот меньших плазменных ($\omega \ll \omega_{oe}$).

$$\Delta V = V_e \ln I_0 \left(\frac{V_{\sim}}{V_e} \right), \quad (1)$$

где V_e — электронная температура в единицах потенциала, V_{\sim} — амплитуда ВЧ-напряжения, I_0 — модифицированная функция Бесселя первого рода.

С другой стороны, анализ ВЧ-свойств граничного слоя плазмы предсказывает резонансное возрастание напряжения в двойном слое на частотах, близких плазменной, что подтверждено экспериментально в работах, посвященных резонансному зонду [2—4]. Следовательно, в частотных зависимостях $\Delta V(\omega)$ вблизи плазменной частоты должно наблюдаться резонансное возрастание ΔV , аналогичное тому, которое известно для приращения постоянной составляющей зондового тока в методе резонансного зонда.

В указанных работах по резонансному зонду [3—5] эксперименты проводились в бестоковой плазме, нами исследовалась частотная зависимость $\Delta V(\omega)$ в плазме положительного столба разряда низкого давления.

Схема экспериментальной установки дана на рис. 1, где также представлена частотная характеристика высокочастотного тракта.

Частотные характеристики $\Delta V(\omega)$ наблюдались на экране свипгенератора Х1-1А. Для компенсации частотных искажений широкополосного усилителя УЗ-5А цепь регулировки выходной амплитуды (АРА) генератора Х1-1А охватывала весь высокочастотный тракт. Схема давала свипированное высокочастотное напряжение V_{\sim} амплитудой 1В в диапазоне 0,5—150 МГц. В случае, когда частотная характеристика снималась по точкам, использовались генератор Г4-7А и ламповый вольтметр ВЛУ-2. Измерения $\Delta V(\omega)$ проводились для стеночного зонда диаметром 1,5 см в положительном столбе разряда в парах ртути при давлении $p=1,6 \cdot 10^{-3}$ мм рт. ст. Измерения температуры и концентрации проводились с помощью цилиндрического зонда на оси разряда. Экспериментальные результаты представлены на рис. 2—4.

Из частотных характеристик $\Delta V(\omega)$ при малых разрядных токах (рис. 2) видно, что значение $\Delta V(\omega)$, оставаясь неизменным для малых частот, имеет максимальное значение при частоте $\omega = \omega_r$, затем спадает до нуля на частоте, близкой к электронной плазменной $\omega \approx \omega_{oe}$. Полученная особенность в частотной зависимости $\Delta V(\omega)$ может быть объяснена с помощью упрощенной теории резонансного зонда [4], развитой для приращения постоянного тока Δi . Она указывает на два различных вида перераспределения высокочастотного напряжения в ленгмюровском слое и в плазме, что соответствует плазменному ($\omega = \omega_{oe}$) и геометрическому резонансу ($\omega = \omega_r$) системы слой —

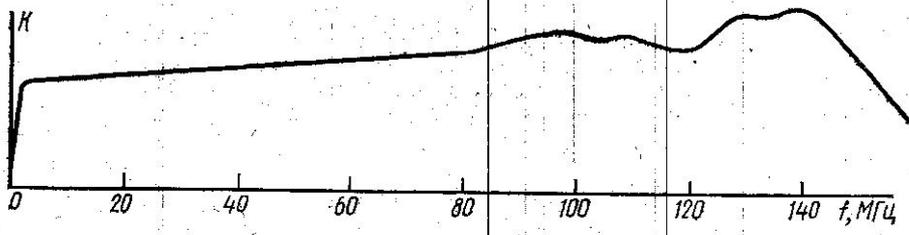
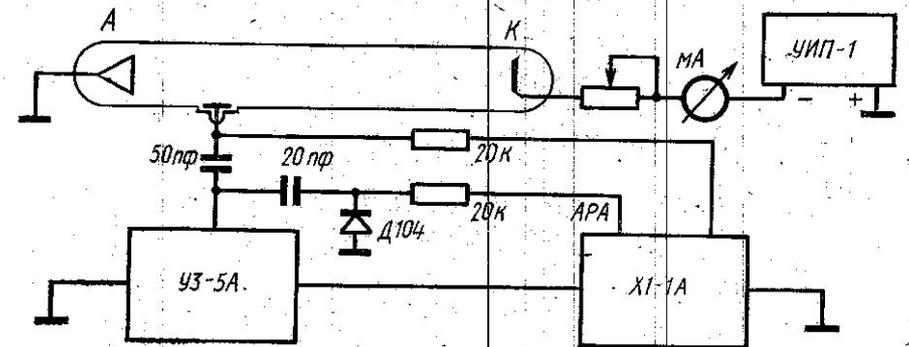


Рис. 1. Схема экспериментальной установки

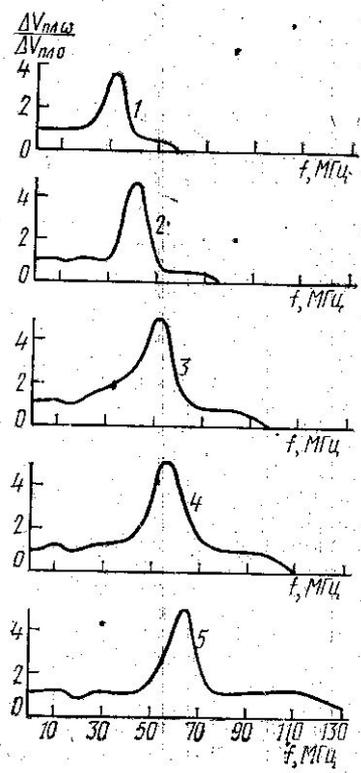


Рис. 2. Стеночный зонд Нг

№ кривых	1	2	3	4	5
$I_p, \text{мА}$	3	6	10	15	20
$f_0, \text{МГц}$	54	76	98	124	145
f_r / f_0	0,63	0,54	0,52	0,47	0,44

плазма (последовательный резонанс). Частота последовательного резонанса определяется геометрией слоя и плазмы.

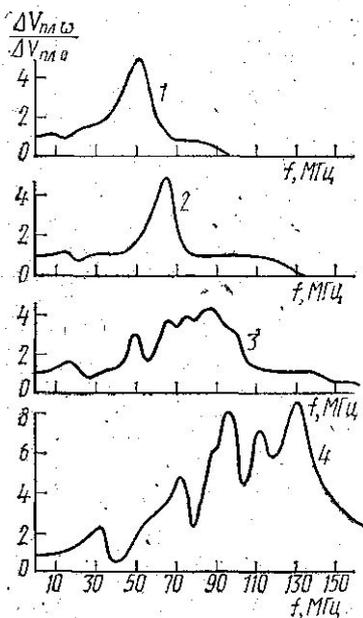


Рис. 3

№ кривых	1	2	3	4
I_p , мА	10	20	40	80
f_0 , МГц	98	145	174	212

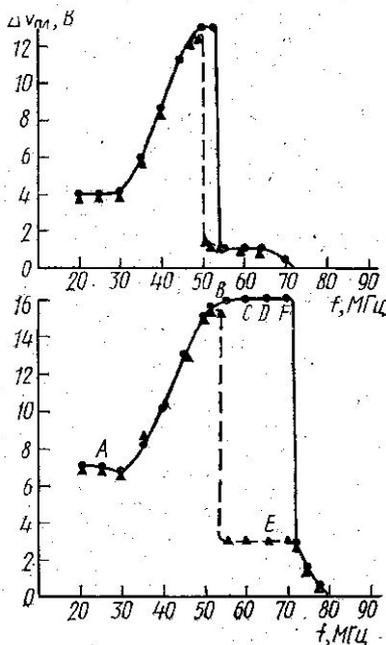


Рис. 4. $I_p = 5$ мА, $p = 1,6 \cdot 10^{-3}$ мм рт. ст.; в верхней части рис.: $V_{\sim} = 9$ В, в нижней $V_{\sim} = 14$ В

$$\omega_r = \omega_{oe} \left(1 + \frac{C_{сл}}{C_0} \right)^{-1/2}, \quad (2)$$

где $C_{сл}$ — емкость двойного слоя, C_0 — емкость пространства, заполненного плазмой; $C_{сл}$ определяется толщиной двойного слоя d и для плоского плавающего зонда обратно пропорциональна электронному дебаевскому радиусу D_e [3].

Для ртути $d = 7 D_0$ и $C_{сл} = S/4\pi d$, где S — площадь зонда. Можно показать, что при $C_0 \ll C_{сл}$

$$\frac{\omega_r}{\omega_{0e}} = \left[\frac{28\pi D_0 C_0}{S} \right]^{1/2} \quad (3)$$

и для неизменной электронной температуры $\omega_r \sim \sqrt{\omega_{0e}}$.

В табл. 1 представлены экспериментальные и полученные из (3) значения ω_r/ω_{0e} . Значение C_0 вычислялось из ω_r и ω_{0e} при разрядном токе $I_p = 15$ мА.

В отличие от последовательного резонанса резонанс на плазменной частоте ω_{0e} слабо выражен вследствие сильного бесстолкновительного затухания при $\omega \approx \omega_{0e}$ [3].

Ширина резонансных пиков практически не зависит от ω_r , что соответствует теории, однако по величине она в 4–5 раз больше, чем следует из теории, учитывающей затухание только за счет столкновений электрон–нейтрал. Аналогичный результат был получен в [4, 5].

С целью оценки бесстолкновительного затухания были получены частотные характеристики $\Delta V(\omega)$ при давлении $p = 2 \cdot 10^{-4}$ мм рт. ст. Из сравнения ширины резонансных пиков было видно, что уменьшение частоты столкновений электронов на порядок практически не изменяет величину затухания. Откуда следует, что в случае низкого давления затухание в основном определяется бесстолкновительным механизмом.

С увеличением разрядного тока (рис. 3) в частотных зависимостях $\Delta V(\omega)$ появляются побочные пики, соизмеримые по величине с основным резонансом $\omega = \omega_r$. При токе 80 мА отчетливо наблюдаются минимумы $\Delta V(\omega)$ на трехкратных частотах 40, 80 и 120 МГц. Частоты побочных резонансов изменялись при изменении эффективной длины положительного столба с помощью металлического кольца, надетого на разрядную трубку. При движении кольца различные максимумы двигались по частоте с неодинаковыми скоростями, из-за чего невозможно было определить длину волны соответствующей этим типам колебаний. В то же время резонанс, соответствующий ω_r , оставался неподвижным.

Существование побочных резонансов, вероятно, можно объяснить резонансом поверхностных волн [6], в то же время распространение поверхностной волны не связано с перемещением зарядов и, следовательно, не может изменить плавающий потенциал зонда.

Однако недавно в [7] было показано, что существует возможность трансформации поверхностных волн в продольные колебания, что, по-видимому, имеет место в данных экспериментах. В пользу такого заключения говорит следующий опыт. Внешняя поверхность разрядной трубки покрывалась проводящим слоем, после чего побочные резонансы исчезали, что свидетельствует об электромагнитной природе этих колебаний.

Были также получены частотные характеристики $\Delta V(\omega)$ в зависимости от действующего значения V_{\sim} (рис. 3 и 4), откуда видно, что ω_r возрастает с увеличением V_{\sim} , и при больших значениях V_{\sim} в частотной зависимости $\Delta V(\omega)$ наблюдается гистерезис.

Возрастание ω_r с ростом V_{\sim} объясняется увеличением толщины двойного слоя под действием выпрямленного слоя переменного напряжения. При больших значениях V_{\sim} с ростом ω возрастает также вклад энергии высокочастотного поля в общий энергетический баланс разряда, что приводит к локальному увеличению концентрации электронов в плазме и выполнению условия последовательного резонанса на более высокой частоте.

Таблица 1

I_p , мА	Экспериментальные	Теоретические
3	0,63	0,62
6	0,54	0,55
10	0,52	0,5
20	0,42	0,45

Таблица 2

Точки		A	B	C	D	F	E
$\omega/2\pi$, МГц	0	25	51	60	65	70	65
n_e , 10^{17} см $^{-3}$	4,62	5,1	7,6	13,4	10,5	10,7	4,2

Таким образом, возникает дополнительно высокочастотный разряд с характерным гистерезисом. Естественно, точки срыва и скачка в частотной зависимости $\Delta V(\omega)$ определяются общим условием баланса.

При действующем значении $V_{\text{з}} = 14$ В (рис. 4) производились зондовые измерения в возмущенной области при различных значениях частоты ω . В пределах точности измерений электронная температура оставалась неизменной, однако концентрация электронов существенно зависит от частоты. В табл. 2 приведены значения концентрации n_e для различных точек частотной зависимости $\Delta V(\omega)$.

Следует отметить, что значения n_e в табл. 2 несколько завышены вследствие влияния высокочастотного поля на измерительный зонд, однако относительное увеличение концентрации несомненно, что подтверждается увеличением свечения в возмущенной области разряда с возрастанием ω .

ЛИТЕРАТУРА

1. Годяк В. А., Иванов А. Н., Кузовников А. А. ЖТФ, 37, 6, 1967.
2. Pavkovich I., Kino G. S. Proc. VI Intern. Conf. on Ionisation Phenomena in Gases, Paris, 1963.
3. Harp R. S., Crawford F. W. «J. Appl. Phys.», 35, N 12, 1964.
4. Toshihiko D., Ichimiya T. «J. Appl. Phys.», 36, No. 6, 1965.
5. Lepchinsky D., Rolland P. «Compt. Rend. Ac. Sc.», 262, 1966.
6. Akaо Yasua, Ida Yoshio. «J. Appl. Phys.», 35, No. 9, 1964.
7. Messiaer A., Vandeplass P. E. «Phys. Lett.», 20, No. 1, 1966.

Поступила в редакцию
4.11 1974 г.

Кафедра
электроники

УДК 538.3

А. Б. КУКАНОВ, Н. Д. НАУМОВ

ЗАРЯД В ЭЛЕКТРОМАГНИТНОМ ПОЛЕ КВАДРУПОЛЬНОГО ТИПА

Как известно, уравнение Гамильтона — Якоби является основой весьма общего метода интегрирования уравнений движения. В этой связи разработка методов решения этого уравнения и получение новых точных решений являются важной задачей теории движения частицы во внешнем поле. В данной работе для этой цели предлагается применить тетрадный метод, получивший широкое распространение в теории гравитации.

Мы рассматриваем изотропную тетраду k^n, l^n, a^n, a^{*n} :

$$\begin{aligned} (kl) &= k_n l^n = k_0 l_0 - kl = -(aa^*) = 1, \\ (aa) &= (ak) = (al) = (kk) = (ll) = 0. \end{aligned} \quad (1)$$

Вводя тетрадные компоненты 4-вектора $x^n = (ct, \mathbf{r})$:

$$\xi = (kx), \quad \zeta = (lx), \quad \chi = (ax), \quad \chi^* = (a^*x),$$

уравнение Гамильтона — Якоби

$$g^{nr} \left(\frac{\partial S}{\partial x^n} + \frac{e}{c} A_n \right) \left(\frac{\partial S}{\partial x^r} + \frac{e}{c} A_r \right) = m^2 c^2, \quad (2)$$

где A^n — потенциал внешнего электромагнитного поля

$$\left(\text{считаем } \text{rot } \mathbf{H} - \frac{1}{c} \frac{\partial \mathbf{E}}{\partial t} = 0, \text{ div } \mathbf{E} = 0 \right)$$