

13/9-71

И-201

ОБЪЕДИНЕННЫЙ  
ИНСТИТУТ  
ЯДЕРНЫХ  
ИССЛЕДОВАНИЙ

Дубна.

3204/2-71

P9 - 5853



Г.А. Иванов, З.Г. Гаврилова

ВЫСОКОЧАСТОТНЫЙ РАЗРЯД  
В КОАКСИАЛЬНОМ РЕЗОНАТОРЕ  
С ВНЕШНИМ МАГНИТНЫМ ПОЛЕМ

ОТДЕЛ НОВЫХ МЕТОДОВ УСКОРЕНИЯ

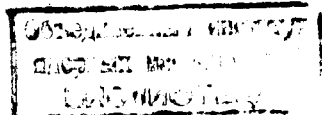
1971

P9 - 5853

Г.А. Иванов, З.Г. Гаврилова

ВЫСОКОЧАСТОТНЫЙ РАЗРЯД  
В КОАКСИАЛЬНОМ РЕЗОНАТОРЕ  
С ВНЕШНИМ МАГНИТНЫМ ПОЛЕМ

*Направлено в ЖТФ*



## Введение

Во всех случаях, когда приходится иметь дело с в.ч. напряжением в вакуумном промежутке, необходимо учитывать возможность развития резонансного в.ч. разряда. Различаются два вида РВР: двухэлектродный и одноэлектродный.

Непременным условием развития разряда как дзух- так и одноэлектродного является условие  $\sigma > 1$ , где  $\sigma$  - коэффициент вторичной эмиссии материала электрода.

Очевидно, что одним из путей подавления РВР является снижение КВЭ. Однако этот путь, как правило, связан с увеличением поверхностного сопротивления и практически не нашел применения. Более эффективными методами борьбы являются введение "отсасывающего" электрода или просто "проскакивание" области разряда за счёт большой скорости изменения амплитуды в.ч.

В данной работе рассматриваются вопросы, связанные с развитием РВР в коаксиальном четверть-волновом резонаторе при наличии внешнего магнитного поля  $H_z = 10^4$  э.

# 1. Двухэлектродный резонансный высокочастотный разряд

Как видно из рис. 1, в коаксиальном резонаторе следует рассматривать две области: область 1, где  $\vec{E} \perp \vec{H}$ , и область 2, где  $\vec{E} \parallel \vec{H}$ , причём область 1 захватывает основную наибольшую часть поверхности резонатора и поэтому является определяющей в развитии разряда.

Учитывая, что  $r_1 \approx r_2$ , где  $r_1$  и  $r_2$  - радиусы внешнего и внутреннего электродов, для расчёта напряжения РВР воспользуемся формулой, выведенной для случая плоского электрода<sup>/1/</sup>,

$$U_n = \frac{m d^2 \omega^2}{2e (\sin \phi + n \pi \cos \phi)} \quad (1)$$

где  $U_n$  - величина напряжения РВР  $n$ -го порядка;  $m$  - масса электрона;  $n$  - кратность;  $d$  - расстояние между электродами, равное  $r_1 - r_2$ ;  $\omega$  - угловая частота в.ч. напряжения;  $e$  - заряд электрона;  $\phi$  - начальная фаза вылета (по данным<sup>/1/</sup>  $-56^\circ \leq \phi \leq 18^\circ$ ).

Соответственно, для нижней и верхней границ разряда получаем:

1,37 кв < $U_1$ < 4,9 кв	для 1-го порядка,
0,48 кв < $U_3$ < 1,1 кв	для 3-го порядка,
0,26 кв < $U_5$ < 0,5 кв	для 5-го порядка,
0,19 кв < $U_7$ < 0,34 кв	для 7-го порядка.

Расчёт напряжения РВР для области 2 затруднителен, но несомненно, что оно будет того же порядка, что и для области 1.

Экспериментальное исследование нижней границы величины напряжения РВР проводилось по схеме, показанной на рис. 2. Регулировка мощности производилась аттенуатором А-1. Сигнал с измерительной петли регистрировался измерительным приемником П5-1. Для исключения нелинейности шкалы приемника и погрешности при переходе с одного диапа-

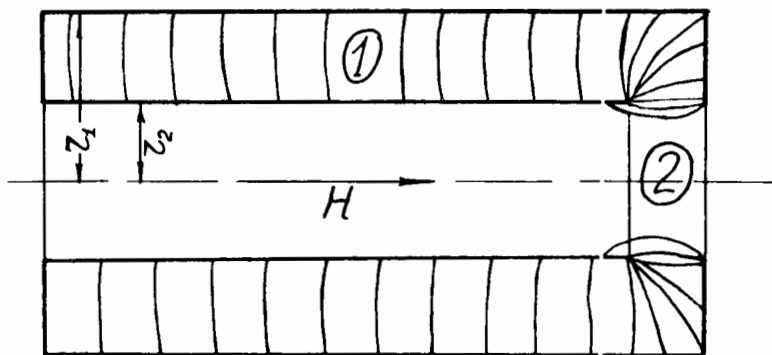


Рис. 1. Коаксиальный резонатор. 1 - область  $E \perp H$ , 2 - область  $E \parallel H$ .

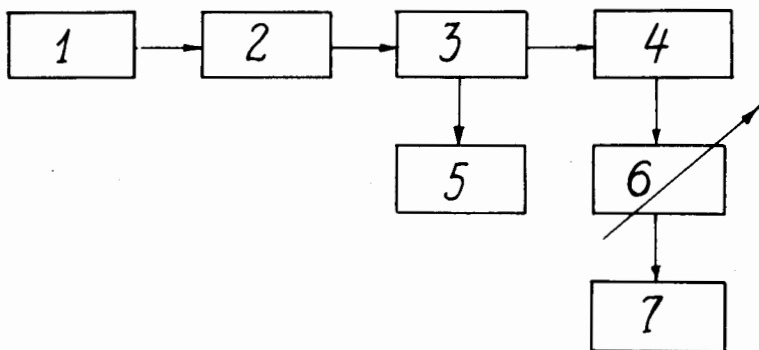


Рис. 2. Схема в.ч. измерений. 1 - генератор в.ч., 2 - аттенюатор А1, 3 - рефлектометр, 4 - резонатор, 6 - плавный аттенюатор А2, 5,7 - измерительные приемники П5-1.

зона усиления на другой, показание приемника фиксировалось, и величина сигнала вычислялась по положению аттенюатора А-2. Результаты эксперимента приведены на рис. 3. Как видно из рисунка, при величине уровня мощности  $P_{\text{вх}} \geq 0,5$  вт рост амплитуды в резонаторе прекращается. При этом наблюдалось ухудшение вакуума от  $6 \cdot 10^{-6}$  до  $1 \cdot 10^{-5}$  мм рт.ст. и голубоватое свечение между электродами.

Величина амплитуды напряжения в пучности при этом уровне мощности равна

$$U_0 = 4 \sqrt{\frac{P \cdot Q \cdot W}{2\pi}}, \quad (2)$$

где  $Q = 10^4$  - собственная добротность резонатора,  $W = 30$  ом - волновое сопротивление.

Таким образом, наблюдаемый эффект можно объяснить развитием РВР в области пучности на третьей кратности или где-то в промежуточной области на кратностях выше третьей, либо их совместным действием.

Как уже отмечалось выше, основную роль в развитии разряда играет область 1, в которой для подавления 2-электродного разряда можно использовать магнитное поле  $H_Z \geq H_{\text{кр.}}$  для  $U_0 > U'_1$ , где  $U'_1$  - величина верхней границы области напряжений РВР 1-го порядка. При  $d = 4$  см,  $U'_1 = 5 \cdot 10^3$  в,  $r_1 = 10$  см,  $r_2 = 6$  см имеем:

$$H_{\text{кр.}} = 6,72 \frac{\sqrt{U'_1}}{r_1 \left( 1 - \frac{r_2^2}{r_1^2} \right)} \approx 70 \text{ э.} \quad (3)$$

Влияние магнитного поля начинало сказываться при  $H_Z \geq 100$  э. На рис. 3 (кривая 2) приведена зависимость амплитуды сигнала с измерительной петли резонатора от входной мощности при поле  $H_Z = 600$  э. Кривая 3 по-

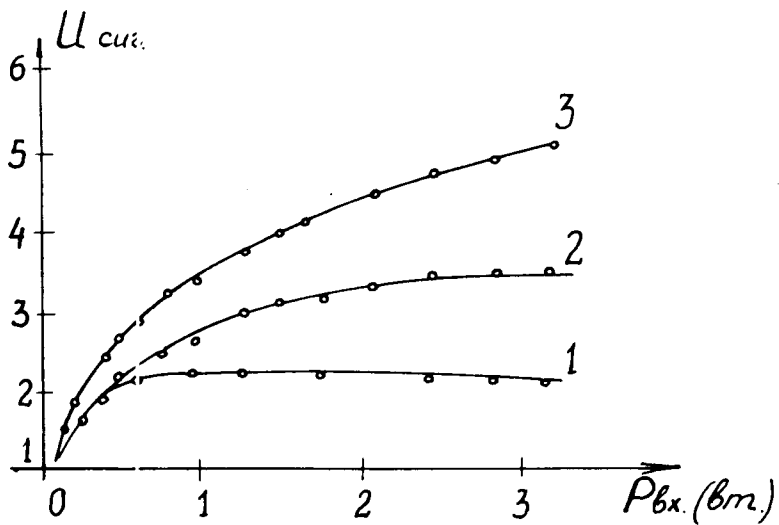


Рис. 3. Зависимость амплитуды сигнала с резонатора от входной мощности: кривая 1 - без внешнего магнитного поля; кривые 2 и 3 - с внешним магнитным полем 600 э.



казывает эту же зависимость при наличии поля  $H_z = 600 \text{ э}$  и смещения на насадке внутреннего электрода, равного 450 в.

Как и следовало ожидать, магнитное поле не ликвидирует разряд в области 2.

Из рисунка 3 (кривая 2) видно, что при наличии разряда в области 2 имеет место нарастание амплитуды в.ч. и, следовательно, есть основание надеяться, что при большой скорости нарастания возможно "проскакивание" зоны напряжений РВР в области 2.

Таким образом, внешнее магнитное поле способствует подавлению 2-электродного РВР в основной области (1) резонатора. Необходимо рассмотреть вопрос о возможности существования одноэлектродного РВР при наличии продольного магнитного поля ( $H_z = H_z^0$ ).

## II . Одноэлектродный в.ч. разряд

Как уже отмечалось выше, одноэлектродный разряд в магнитном поле рассматривался в <sup>17/</sup>. Авторы пришли к выводу, что одноэлектродный РВР может вызвать значительные потери мощности в случае, когда  $\omega = \omega_0$ , где  $\omega$  - частота в.ч. колебаний,  $\omega_0$  - циклотронная частота.

Мы обратили внимание на другой механизм одноэлектродного в.ч. разряда (ОВР) для случая  $\omega_0 \gg \omega$ . Этот вид разряда не носит резонансного характера, т.к. происходит в течение части периода в.ч. При  $\omega_0 \gg \omega$  электрон, попав в ускоряющую фазу в.ч. поля, за время, равное  $\frac{2\pi}{\omega_0}$ , возвращается на первоначальный электрод с энергией, достаточной для производства вторичной эмиссии. Малое время вторичной эмиссии порядка  $10^{-13}$  сек обеспечивает при  $KВЭ > 1$  лавинообразность процесса. Число таких циклов повторения определяется соотношением частот  $\frac{\omega_0}{\omega}$ .

Развернем коаксиальные поверхности резонатора в плоскости, одну из которых отметим координатой  $X = 0$ . Между плоскостями по оси

имеется в.ч. электрическое поле с некоторой усредненной амплитудой  $E = \frac{U}{r_1 - r_2}$ . Электрон в момент  $t = 0$  находится в положении  $X = 0$  с некоторой начальной скоростью  $V_0$ . Магнитное поле направлено по оси  $z$ . Уравнение движения электрона в указанных полях имеет вид:

$$m \frac{d\vec{V}}{dt} = -e ( \vec{E} + [ \vec{V} \vec{B} ] ) , \quad (4)$$

где  $m, e$  - масса, заряд электрона.

С учётом компонент электрического  $\vec{E} \{ E \cos(\omega t + \phi), 0, 0 \}$  и магнитного  $\{ 0, 0, H \}$  полей оно запишется:

$$\ddot{x} = +\omega_0^2 x = \frac{eE}{m} \cos(\omega t + \phi) , \quad (5)$$

$$\omega_0 = \frac{eH}{mc} .$$

Решение приводит к выражению:

$$x = \frac{eE}{m(\omega_0^2 - \omega^2)} [ \cos \omega_0 t \cos \phi - \cos(\omega t + \phi) - \frac{\omega}{\omega_0} \sin \phi \sin \omega_0 t ] + V_0 \sin \omega_0 t . \quad (6)$$

Формула для кинетической энергии имеет вид:

$$\begin{aligned}
W &= \frac{m}{2} (\dot{x}^2 + \dot{y}^2) = \\
&= \frac{e^2 E^2}{2m} \left\{ \frac{\sin^2 \left[ \frac{1}{2} (\omega_0 + \omega) t \right]}{(\omega_0 + \omega)^2} + \frac{\sin^2 \left[ \frac{1}{2} (\omega_0 - \omega) t \right]}{(\omega_0 - \omega)^2} + \right. \\
&\quad \left. + 2 \frac{\cos(\omega t + 2\phi) \sin \left[ \frac{1}{2} (\omega_0 + \omega) t \right] \sin \left[ \frac{1}{2} (\omega_0 - \omega) t \right]}{(\omega_0 + \omega)(\omega_0 - \omega)} \right\}. \tag{7}
\end{aligned}$$

Для дальнейшего анализа введем обозначения:  $t_b$  - время, за которое электрон возвратится на первоначальный электрод. Очевидно, для его определения надо приравнять нулю выражение (6);  $W_0$  - энергия электрона в момент соударения, которую можно определить из (7), подставляя  $t = t_b$  при определенных  $E, \omega, \omega_0, \phi$ .

Из-за неопределенности многих величин, входящих в выражение (6), задачу трудно проанализировать в общем случае. Поэтому конкретно для частоты  $f = 150$  мгц был проведен численный расчёт  $x, W_0$  на электронно-вычислительной машине для  $E \leq 200$  кв/см,  $H \leq 10^4$  и различных фаз  $\phi$ .

На рис. 4 приведена зависимость  $t_b$  от фазы вылета электрона при различных  $H$ . Для оценки того, какую часть в.ч. периода составляет один цикл (за цикл принимаем время, прошедшее с момента вылета электрона до возвращения его на тот же электрод), по оси ординат отложено произведение  $\omega t_b$ . Из рисунка видно увеличение числа циклов при возрастании  $H$  и особенно, начиная с фазы  $\phi = 150^\circ$ . Электроны, попадающие в диапазоны фаз в.ч. поля  $90-180^\circ$ , слабо участвуют в обра-

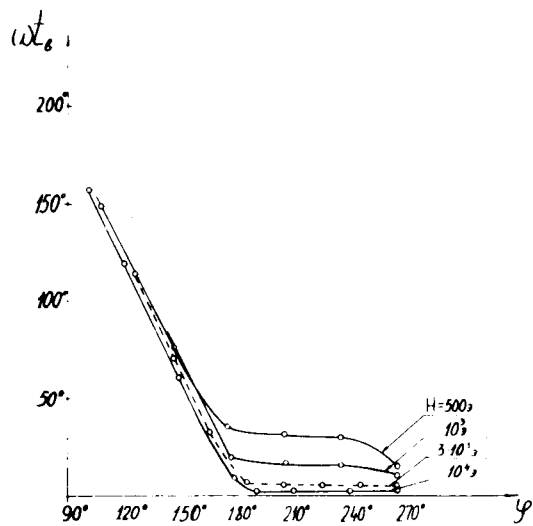


Рис. 4. Зависимость времени цикла  $t_b$  от фазы вылета электрона  $\phi$  при различных  $H$ .

зовании лавины, поэтому оценку потерь мощности в резонаторе при одноэлектродном разряде ( $E \perp H$ ) проведем, учитывая интервал фаз  $180-270^\circ$ , для которого  $\omega t_b$  можно принять постоянной. Для  $H = 10^4$  э  $\omega t_b$  равно  $1,6^\circ$ .

Далее предположим, что начальное количество электронов (имеется в виду количество электронов, образованных случайно за счёт естественных процессов) равно  $n$ . Выбрав текущую фазу  $\phi_i$  в интервале  $180-270^\circ$  или для удобства  $0-90^\circ$ , потери в.ч. энергии можно записать в виде:

$$W_n = \sum_{\phi_H=0}^{\phi_k-\Delta\phi} \int_{\phi_H}^{\phi_k} n \sigma \frac{\phi_i}{\Delta\phi} W_0(\phi_i) d\phi_i, \quad (8)$$

где  $\phi_H, \phi_k$  - начальное и конечное значения фазы вылета в интервале  $180^\circ-270^\circ$  или  $0-90^\circ$ , как было указано выше.

$$\Delta\phi = \omega t_b (H),$$

$\sigma$  - коэффициент вторичной эмиссии материала электрода,  $W_0$  - энергия электрона в момент соударения, которая является функцией  $\phi, E, H$  (рис. 6).

Так как нам неизвестен аналитический вид  $W_0$ , то величину энергии потерь легче найти графически, заменяя интеграл в выражении (8) для каждого  $\phi_H$  суммой

$$n \sum_i N(\phi_i) W_0(\phi_i) \Delta\phi_i, \quad (9)$$

где  $W_0$  - значение энергии первичного электрона для данного интервала. График роста числа частиц строится по формуле  $N = \sigma \frac{\phi_i}{\Delta\phi}$ ,  $\Delta\phi_i$  лучше всего брать равной  $\omega t_b$ .

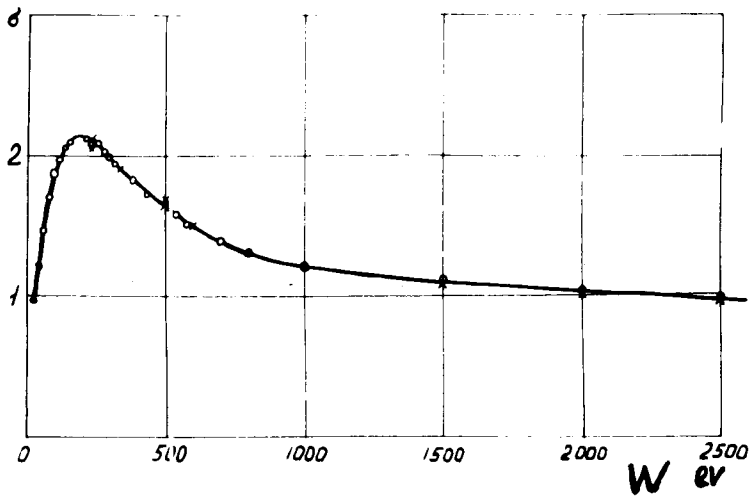


Рис. 5. Зависимость коэффициента вторичной эмиссии  $\sigma$  от энергии первичных электронов (для меди).

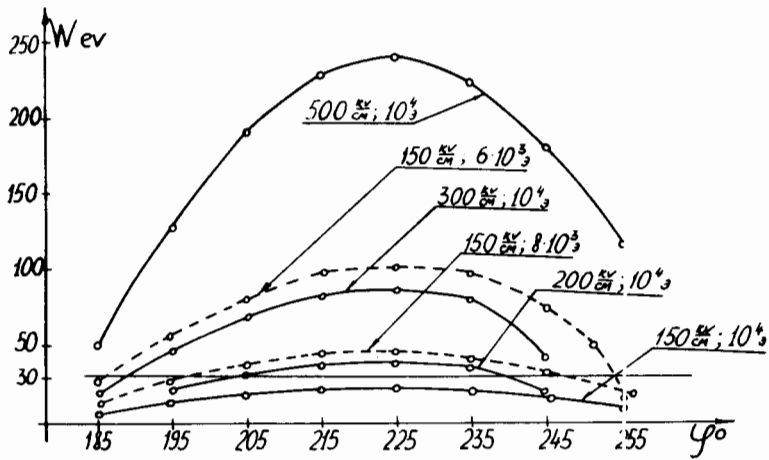


Рис. 6. Зависимость  $W_0(\phi)$  при различных  $H, E$ .

Потери, как можно видеть из выражения (8), очень критичны к величине коэффициента вторичной эмиссии  $\sigma$ . Чтобы показать это, произведем оценку выражения (8) для параметров  $E = 150$  кв/см.

Для меди коэффициент вторичной эмиссии больше 1, если энергия первичных электронов лежит в интервале

$$30 \text{ эв} < W_0 < 2250 \text{ эв (см. рис. 5)}^{/8/}.$$

В работе<sup>/3/</sup> выбран интервал 50 эв - 10000 эв.

Примем значения  $W_0 = 30$  эв для всего диапазона фаз вылета, тогда оценка выражения (8) для одной фазы  $\phi_H = 0$  даст:

$$P_n = n \frac{90}{1,3 \cdot 10^6} 30f = 0,02n \text{ вт } (\sigma = 1,3),$$

$$P_n = 57n \text{ вт } (\sigma = 1,5), \tag{10}$$

$P_n = 6 \cdot 10^4 n$  вт ( $\sigma = 1,7$ ), где  $P_n$  - мощность потерь, усредненная за период,  $F = 150$  МГц.

Для более точной оценки потерь на рис. 6 приведены рассчитанные зависимости  $W_0$  от фазы вылета  $\phi$  и различных напряженностей электрического (150, 300 и 500 кв/см) и магнитного ( $H \leq 10^4$ ) полей. Из графиков можно заключить, что при  $E = 150$  кв/см и  $H = 10^4$  э вероятность одноэлектродного высокочастотного разряда очень мала. Однако при увеличении  $E$ , с одной стороны, расширяется диапазон фаз вылета электронов, участвующих в лавине, и, с другой стороны, растет величина  $W_0$  и следовательно, если верить рис. 5, - и величина коэффициента вторичной эмиссии. При этих условиях потери в.ч. энергии от одноэлектродного высокочастотного разряда (ОВР) становятся значительными и возможен срыв колебаний в резонаторе ( $P_{\sigma=1,7} \approx 10^5$  вт).

Величина  $W_0$  растет также при уменьшении  $H$  (см. пунктирные кривые на рис. 6). Однако при этих условиях потери от ОВР будут меньше, чем при  $E = 300$  кв/см,  $H = 10^4$  э, т.к. уменьшается



число циклов, а, следовательно, и число электронов тагины за счет уменьшения показателя степени  $\sigma$ , что можно видеть из нижеследующей таблицы 1.

Таким образом, расчёты показывают, что одноэлектродный высокочастотный разряд в отличие от двухэлектродного имеет место при больших уровнях напряженности электрического поля.

Экспериментально исследовалась зависимость амплитуды сигнала с измерительной петли резонатора от величины внешнего магнитного поля при различных уровнях входной мощности. На рис. 7 показана зависимость амплитуды сигнала с измерительной петли от входной мощности при  $H=0$ ;  $H = 5 \cdot 10^3$  э. Амплитуда сигнала дана в вольтах, входная мощность - в киловаттах. Коэффициент ослабления измерительной петли 41 дБ. При  $P_{вх} < 20$  квт влияние внешнего магнитного поля не наблюдается.

При увеличении магнитного поля от  $5 \cdot 10^3$  до  $10^4$  э при  $P_{вх} = const$  влияние магнитного поля уменьшается, что подтверждает экспериментальная кривая на рис. 8. По оси абсцисс отложена величина  $H$  в эрстедах, по оси ординат - амплитуда сигнала в вольтах.  $P_{вх}$  не менялась и составляла 215 квт.

Коэффициент ослабления измерительной петли 44 дБ.

Следует отметить, что уменьшение амплитуды сигнала при наличии внешнего магнитного поля не было вызвано уходом собственной частоты резонатора от резонанса. Измерения проводились в импульсном режиме с длительностью импульса  $\tau = 120$  мксек.

На основании вышеизложенного можно сделать следующие выводы:

1. В рассматриваемом коаксиальном резонаторе может иметь место 2-электродный разряд, который является низковольтным. Экспериментально проверено, что он развивается при уровне входной мощности  $\approx 0,5$  вт, что соответствует напряжению  $U_0 = 0,6$  кв. Существование этого разряда вызывает изменение входного импеданса резонатора и, следовательно,

ТАБЛИЦА I

		$H = 8 \cdot 10^3$ а.			$E = 15 \cdot 10^6$ В/М			
$\varphi^\circ$	I85	I95	205	215	225	235	245	255
$\omega t e^\circ$	2,37	2,35	2,33	2,3	2,3	2,27	2,25	2,19
$W_0(\text{ев})$	II, I	24,3	33,8	44,6	44,6	40,8	31,2	20
		$H = 6 \cdot 10^3$ а.			$E = 15 \cdot 10^6$ В/М			
$\varphi^\circ$	I85	I95	205	215	225	235	245	255
$\omega t e^\circ$	3,15	3,12	3,09	3,07	3,04	3,00	2,96	2,6
$W_0(\text{ев})$	25,3	55,2	80	97	100,2	96	74	I3

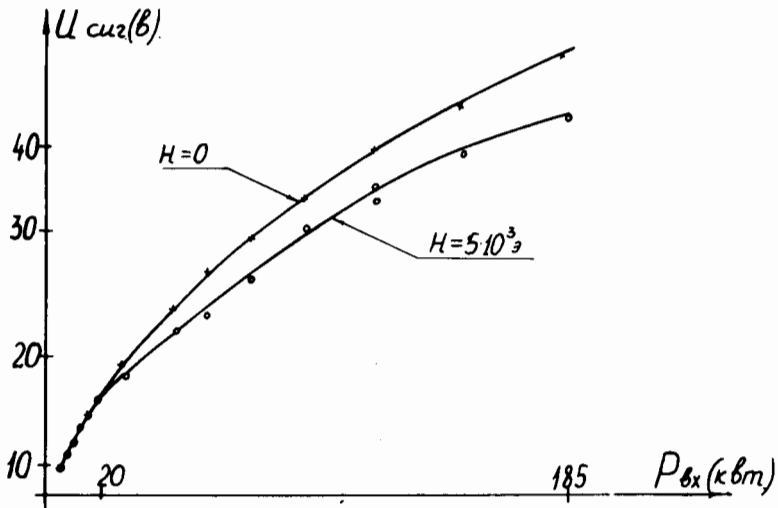


Рис. 7. Зависимость амплитуды сигнала с резонатора от входной мощности при  $H=0$ ;  $H = 5 \cdot 10^3$  э.

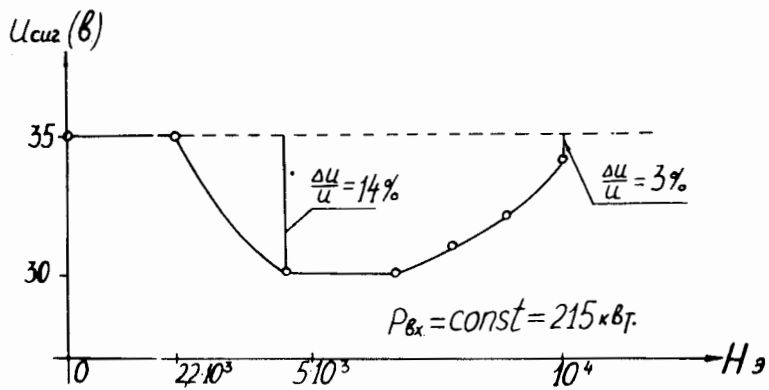


Рис. 8. Зависимость амплитуды сигнала с резонатора от внешнего магнитного поля при  $P_{\text{вх}} = \text{const}$ .

отражение входной мощности. Экспериментально это проявляется в невозможности возбуждения резонатора при импульсной работе и нестабильности его работы. Следует заметить, что в процессе тренировки стабильность работы увеличивается и через несколько суток возможно достижение 100% стабильности.

б) При включении внешнего магнитного поля  $H \geq 100$  э 2-электродный разряд подавлялся на боковой поверхности резонатора, которая для коаксиального типа составляет основную часть поверхности. Экспериментально это подтверждается кривыми рис. 3 в непрерывном режиме, а в импульсном режиме имеет место "проскакивание" области разряда.

2. При величине внешнего магнитного поля  $H_z \geq 4 \cdot 10^3$  э и больших напряженностях электрического поля на боковой поверхности электродов возможен одноэлектродный в.ч. разряд (с.в.р.), который может вызвать значительные потери мощности. Этот вид разряда возможен, если коэффициент вторичной эмиссии  $\sigma > 1$ , и  $\omega_0 \gg \omega$ , где  $\omega_0 = \frac{eH}{mc}$ ,  $\omega$  - угловая частота в.ч. поля. Случай одноэлектродного высокочастотного разряда при  $\omega_0 \approx \omega$  рассмотрен в /7/, нас он не интересует.

Для каждой величины  $\omega_0(H)$  существует область напряженности в.ч. поля, для которой величина энергии электронов при соударении с электродом находится в диапазоне  $30 + 10000$  эв ( $\sigma > 1$ ), и, следовательно, возможен этот тип разряда. Величина потерь определяется прежде всего:

- 1) величиной коэффициента вторичной эмиссии;
- 2) числом циклов умножения.

Теоретический анализ процесса ОВР конкретно для частоты  $f = 150$  Мгц,  $E = 50 + 200$  кв/см  $H = 10^3 - 10^4$  эв приводит к следующему результату:

а) чем выше напряженность в.ч. поля, тем шире диапазон фаз вылета электронов, участвующих в лавине (см. рис. 6), тем больше, следовательно потери в.ч. энергии. При  $H = 10^4$  э число циклов умножения

составляет  $\approx 50$ . Мощность потерь для  $E \geq 200$  кВ/см может колебаться от нескольких десятков киловатт в зависимости от  $\sigma$ .

б) При заданной величине напряженности в.ч. поля  $E$  диапазон фаз существования ОВР (энергия соударения больше 30 эВ) расширяется при уменьшении магнитного поля от  $10^4$  до  $10^3$  э (см. пунктирные кривые на рис. 6), однако, в этом случае потери от ОВР меньше, чем в случае "а" за счёт уменьшения числа циклов умножения.

Эти выводы качественно подтверждают экспериментальные результаты, сведенные в графики на рис. 7 и 8.

Расхождение между экспериментально полученными значениями напряженностей  $E$  поля, при которых возникает ОВР, с расчетными, объясняется, по-видимому, тем, что в расчетах начальная энергия электрона принималась равной 0.

В заключение авторы выражают благодарность Э.И. Уразакову за обсуждение теоретических результатов.

#### Л и т е р а т у р а

1. A.J. Hatch and H.B. Williams. J.Appl.Phys., 25, p. 417, 1954.
2. Б.А. Загер и В.Г. Гишин. ЖТФ, т. XXXIII, в. 9, 1121, 1963.
3. A.J. Hatch and H.B. Williams. Phys.Rev., 112, p. 681, 1958.
4. W. Abraham. Interaction of Electrons and Fields in Cavity Resonators. Doctoral thesis, Stanford University, 1950.
5. C. Milazzo. Study of Multipactor Discharge in the Presence of D.S. Bias. Tech. Memo T.M. 61-15, General Electric Company, Palo Alto, California (13 March, 1961).
6. E.F. Cance. J.Appl.Phys., 34, p. 3237, 1963.
7. S.C. Brown. Basic Data of Plasma Physics. John Wiley and Sons, Inc, New York, p. 214-217, 1959.
8. П.Л. Капица. Электроника больших мощностей, т. 2, изд. АН СССР, М., 1963 г., стр. 150.

Рукопись поступила в издательский отдел  
7 июня 1971 года.