

УЧЕБНО-МЕТОДИЧЕСКОЕ ВЫСШЕГО И СРЕДНЕГО СПЕЦИАЛИЗИРОВАННОГО  
ОБРАЗОВАНИЯ СССР

---

---

ИЗВЕСТИЯ  
ВЫСШИХ УЧЕБНЫХ ЗАВЕДЕНИЙ



РАДИОФИЗИКА

ТОМ X

8

1967

ИЗДАНИЕ ГОРЬКОВСКОГО УНИВЕРСИТЕТА

УДК 621.385.622

## АКСИАЛЬНО-СИММЕТРИЧНЫЙ СТРОФОТРОН

В. А. Бербасов, Л. П. Федотова

Движение электронов в электрическом поле, имеющем особенность типа «седло», рассмотрено Пирсом [1]. В этом случае можно получить простое гармоническое движение электронов вдоль сильного постоянного магнитного поля. Высокочастотные генераторы, в которых эти поля используются, получили название строфотронов [2-4]. В аксиально-симметричном случае необходимое распределение потенциала создается с помощью гиперболических электродов, показанных на рис. 1 в поперечном сечении.

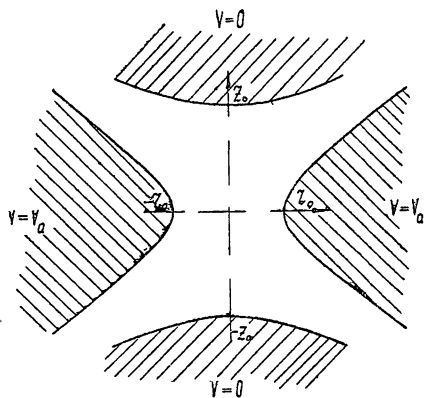


Рис. 1.

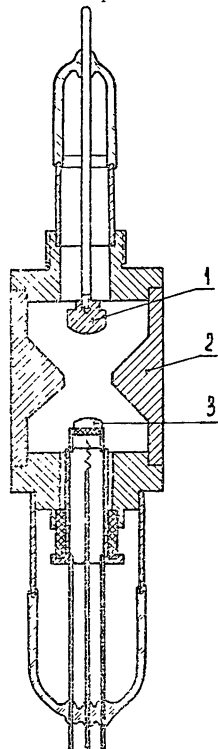


Рис. 2.

1—отражатель,  
2—анод, 3—катод.

Известно (см., например, [5]), что для приборов со скрещенными полями в режимах, когда величина магнитного поля превышает критическое значение, но условия самовозбуждения не выполнены, характерны интенсивные флуктуации пространственного заряда. Такие флуктуации имеют место и в строфотронах. В настоящем сообщении приводятся результаты измерения спектра флуктуаций тока коллектора в лампе, изображенной на рис. 2. Форма электродов (катод, анод, коллектор) близка к гиперболической с параметрами  $r_0 = 9,5$  мм и  $z_0 = 17$  мм. Катод имеет синтерированное оксидное покрытие до радиуса  $r_k = 8$  мм.

Лампа работала при ограничении тока пространственным зарядом, поэтому не наблюдалось сколько-нибудь заметных изменений измеряемых величин при отклонении тока накала на  $\pm 30\%$  от своего номинального значения. Величина напряженности магнитного поля превышала критическое значение в 3—6 раз. Напряженность магнитного поля в режиме отсечки определялась при отсутствии пространственного заряда.

В этом случае уравнения движения

$$\frac{d(r^2\dot{\varphi})}{dt} = \omega_H r \dot{r}; \quad (1)$$

$$\ddot{r} - r\dot{\varphi}^2 = \frac{e}{m} \frac{\partial V}{\partial r} - \omega_H \dot{\varphi}; \quad (2)$$

$$\ddot{z} = \frac{e}{m} \frac{\partial V}{\partial z}, \quad (3)$$

где

$$V = V_a \frac{r^2 + 2(z_0^2 - z^2)}{r_0^2 + 2z_0^2}, \quad (4)$$

имеют при начальных условиях  $t = 0$ ,  $r = r_1$ ,  $z = -z_1$  следующие решения:

$$z = -z_1 \cos(\omega_z t); \quad (5)$$

$$\dot{\varphi} = \frac{\omega_H}{2} (1 - r_1^2/r^2); \quad (6)$$

$$r^2 = r_1^2 + (r_2^2 - r_1^2) \sin^2 \sqrt{\frac{\omega_H^2}{4} - \frac{\omega_z^2}{2}} t. \quad (7)$$

Частота осевых колебаний равна

$$\omega_z = 2 \sqrt{\frac{e}{m} \frac{V_a}{r_0^2 + 2z_0^2}}, \quad (8)$$

интервал радиальных колебаний составляет

$$r_1^2 < r^2 < r_2^2 = \frac{r_1^2}{1 - 2\omega_z^2/\omega_H^2}. \quad (9)$$

Если катодная поверхность покрыта эмитирующим слоем до радиуса  $r_k$ , критическое значение напряженности магнитного поля определяется равенством

$$r_0^2 = \frac{r_k^2}{1 - 2\omega_z^2/\omega_H^2}. \quad (10)$$

Разрешая (10) относительно  $H_{кр}$ , получим

$$H_{кр} = 2^{3/2} \sqrt{\frac{m}{e}} \sqrt{V_a} r_0^{-1} [(1 + 2z_0^2/r_0^2)(1 - r_k^2/r_0^2)]^{-1/2}. \quad (11)$$

На рис. 3 представлены спектры флуктуаций тока коллектора при отрицательных напряжениях на коллекторе  $|V_k| = 250, 200, 150, 100$  в, анодном напряжении  $V_a = 600$  в ( $H_{кр} = 120$  эрстед) и напряженности магнитного поля  $H = 600$  эрстед. В этих режимах наблюдались интенсивные флуктуации тока, наведенного на коллектор; спектральная плотность интенсивности флуктуаций  $J_f^2$  достигала величины  $10-12$  а<sup>2</sup>гц<sup>-1</sup>. Величина анодного тока изменялась в пределах  $J_a = 10 \div 50$  ма. Однако следует отметить, что при довольно больших (50—60%) изменениях величины магнитного поля заметных изменений спектра не происходило.

На рис. 4 крестиками отмечены частоты, на которых наблюдались максимумы спектральной плотности, и интервалы частот, в которых величина спектральной плотности составляла не менее половины от максимальной. На этом же рисунке приведена кривая зависимости частоты осевых колебаний, рассчитанная по формуле (8).

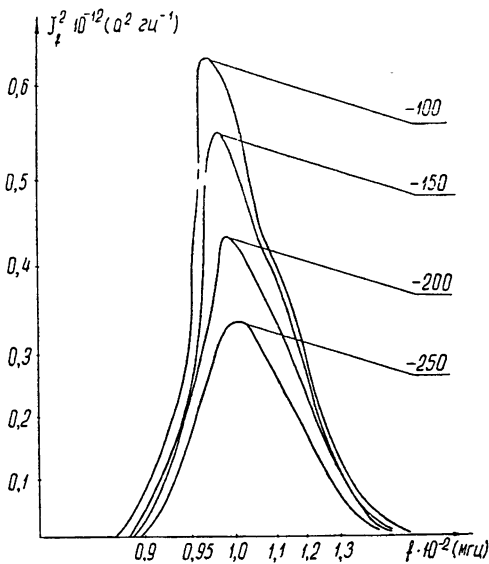


Рис. 3.

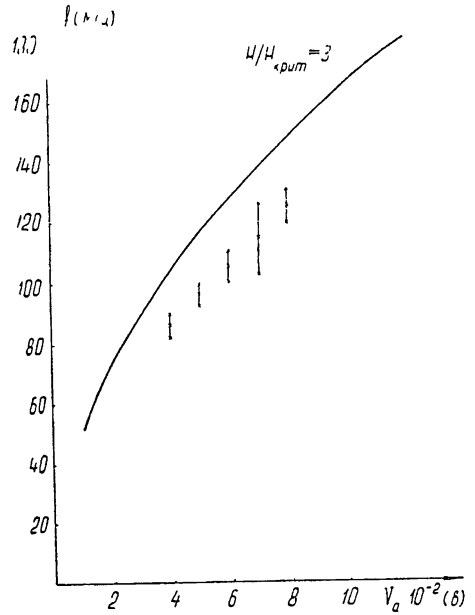


Рис. 4.

Данные эксперимента позволяют сделать вывод, что собственная частота системы, на которой наблюдаются резко выраженные шумовые максимумы, совпадает с частотой осевых качаний электронов. Тот факт, что частоты, на которых наблюдались наибольшие плотности спектра, меньше рассчитанных по формуле (8), вполне естественно объяснить увеличением периода колебаний электронов при наличии пространственного заряда.

Авторы выражают благодарность Кузнецову М. И. за идею постановки настоящей работы и Рубцовой К. Н. за участие в измерениях.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Дж. Р. Пирс, Теория и расчет электронных пучков, изд. Сов. радио, М., 1956.
2. Н. Alfvén, D. Romell, PIRE, 42, 1239 (1954).
3. Агдур, Электронные сверхвысокочастотные приборы со скрещенными полями, ИЛ, М., 2, 93, 1961.
4. П. А. Бородавский, А. Ф. Булдыгин, Изв. высш. уч. зав.—Радиофизика, 9, № 1, 209 (1966).
5. Ван Дусер, Уинери, Электронные сверхвысокочастотные приборы со скрещенными полями, ИЛ, М., 1, 278, 1961.

Поступила в редакцию  
22 февраля 1966 г.,  
после доработки  
17 февраля 1967 г.