УДК 621.385.6

ВОЗБУЖДЕНИЕ ЭЛЕКТРОННЫМ ПОТОКОМ ЦИЛИНДРИЧЕСКОГО РЕЗОНАТОРА С ОТРЕЗКОМ ПЕРИОДИЧЕСКОЙ СТРУКТУРЫ НА ОСИ

ЗУЕВ Н.Г., ХМЕЛЬ С.И., ЧУМАЧЕНКО В.С., ЧУМАЧЕНКО С.В.

В строгой электродинамической постановке решается задача о возбуждении электронным потоком цилиндрического резонатора с отрезком периодической структуры на оси. Показывается, как метод, применявшийся ранее при расчете прямоугольных резонаторов,переносится на задачи с осесимметричными структурами. Выводится дисперсионное уравнение для расчета резонансных частот в случае малого отношения расстояния между диафрагмами к периоду структуры.

1. Постановка задачи

Получим самосогласованное решение задачи о возбуждении электронным потоком азимутально-симметричных электромагнитных колебаний в коаксиальном цилиндрическом резонаторе специального типа, характерной особенностью которого является выполнение осевого стержня в виде отрезка периодической структуры типа отражательной дифракционной решетки. С одной стороны, рассматриваемая система может представлять собой модель резонансной лампы обратной волны, а с другой – разновидность генератора дифракционного излучения [1].

Исходными уравнениями являются совместная система уравнений Максвелла, уравнение движения и уравнение непрерывности. Полагаем, что вдоль оси резонатора приложено сильное магнитное поле, обеспечивающее одномерное движение электронов, а плотности заряда и тока не зависят от азимутальной координаты. Обычным образом линеаризуем исходную систему уравнений электродинамики и перейдем от переменных составляющих электромагнитного поля $\vec{E}$, $\vec{H}$, гармонически зависящих от времени, к однокомпонентному вектору Герца:

$$\vec{\Pi} = \vec{z}_0 \vec{\Pi}(r,z) e^{-i\omega t};$$
$$\vec{E} = \operatorname{grad}\operatorname{div}\vec{\Pi} + k^2\vec{\Pi}; \qquad (1)$$
$$\vec{H} = -ik \cdot rot\vec{\Pi}, \; k = \omega / c.$$

Переменным составляющим плотности заряда ρ и плотности тока $\vec{J}$ сопоставим вектор плотности источника $\vec{P}$:

$$\rho = -div\vec{P}; \; \vec{J} = ik\vec{P};$$
$$\vec{P} = \vec{z}_0 P(r,z) e^{-i\omega t}.$$

В результате задача сводится к отысканию решения системы уравнений:

$$\frac{\partial^2 \Pi}{\partial r^2} + \frac{1}{r}\cdot\frac{\partial \Pi}{\partial r} + \frac{\partial^2 \Pi}{\partial z^2} + k^2\Pi = -4\pi P;$$
$$\frac{\partial^2 P}{\partial z^2} - i2\frac{\omega}{v_0}\frac{\partial P}{\partial z} - k^2 P =$$
$$= \frac{1}{4\pi}\frac{\omega_p^2}{v_0^2}\left(\frac{\partial^2 \Pi}{\partial z^2} + k^2\Pi\right), \qquad (1а)$$
$$P \equiv P(r,z), \; \Pi \equiv \Pi(r,z),$$

удовлетворяющих на поверхности резонатора условию обращения в нуль тангенциальной к ней составляющей вектора $\vec{E}$ и непрерывности электромагнитного поля на границах пучка. В (1) введены обозначения: v_0 – скорость невозмущенного движения пучка вдоль оси Oz; $\omega_p^2 = 4\pi\rho_0 \frac{e}{m_e}$ – плазменная частота пучка; ρ_0 – невозмущенная плотность заряда в пучке; e, m_e – заряд и масса электрона соответственно.

Требуется найти спектр частот путем решения краевой задачи для системы уравнений (1).

2. Решение задачи

Можно убедиться, что граничные условия для электромагнитного поля выполняются при

1) $z = \pm L$, $a < r < b$;

2) $|z| < L$, $r = \alpha$,

когда потенциал Герца имеет соответственно следующий вид:

$$\Pi^{(1)}(r,z) =$$
$$= \sum_{m=0}^{\infty} A_m \left[J_0(p_m r) - \frac{J_0(p_m b)}{H_0^{(1)}(p_m b)} H_0^{(1)}(p_m r) \right] \times$$
$$\times \cos\frac{\pi m z}{L}, \qquad (2)$$

$$\Pi^{(2)}(r,z) = \sum_{m=0}^{\infty} A_m \frac{\widetilde{R}_m(\alpha,b)}{T_m(\alpha,b)} \times$$
$$\times \left[J_0(g_m r) - G_m(\alpha,b) H_0^{(1)}(g_m r) \right] \cos\frac{\pi m z}{L}, \qquad (3)$$

где A_m – неизвестные константы разложения;

$$p_m = \sqrt{k^2 - (\pi m / L)^2}; \; g_m = p_m \rho_m;$$

$$\rho_m = \sqrt{1 - \omega_p^2 \frac{\omega^{-2}}{(1 - \beta m\pi / kL)^2}};$$

$$\widetilde{R}_m(\alpha,b) = J_0(p_m\alpha)H_0^{(1)}(p_m b) - J_0(p_m b)H_0^{(1)}(p_m\alpha);$$

$$\widetilde{R}'_m(\alpha,b) = J'_0(p_m\alpha)H_0^{(1)}(p_m b) - J_0(p_m b)H_0^{(1)'}(p_m\alpha);$$

$$T_m(\alpha,b) = J_0(g_m\alpha) - H_0^{(1)}(g_m\alpha)G_m(\alpha,b); \quad (4)$$

$$G_m(\alpha,b) = \frac{J_0(g_m\alpha)\widetilde{R}'_m(\alpha,b) - \rho_m J'_0(g_m\alpha)\widetilde{R}_m(\alpha,b)}{H_0^{(1)}(g_m\alpha)\widetilde{R}'_m(\alpha,b) - \rho_m H_0^{(1)}(g_m\alpha)\widetilde{R}_m(\alpha,b)}.$$

Переходя в (2),(3) от суммирования по m к суммированию по μ, n при условии

$$\frac{m}{\mu} = n + \frac{\mu}{M},$$

где $n = 0, \pm 1, \pm 2, \ldots$, выпишем для необходимого в дальнейшем потенциала $\Pi^{(2)}(r,z)$ эквивалентное (3) выражение

$$\Pi^{(2)}(r,z) = \frac{1}{2}\sum_{\mu=-M+1}^{M-1} e^{i\pi\frac{\mu}{M}\frac{z}{l}} \sum_{n=-\infty}^{\infty} A_n F_n e^{i\pi n\frac{z}{l}}, \quad (5)$$

здесь

$$F_n = \frac{\widetilde{R}_n(\alpha,b)}{T_n(\alpha,b)}\left[J_0(g_n r) - G_n(\alpha,b)H_0^{(1)}(g_n r)\right]. \quad (6)$$

Замена индексов суммирования функций $\widetilde{R}_n$, $\widetilde{R}'_n$, T_n, G_n вытекает из перехода от ρ_m к ρ_n и g_m к g_n.

Потенциал Герца для ячеек центрального стержня выпишем в аналогичной (5) форме:

$$\Pi^{(3)}(r,z) =$$

$$= \sum_{\mu=-M+1}^{M-1} e^{i2\pi N\frac{\mu}{M}} \sum_{m=-\infty}^{\infty} a_m [J_0(g_m r) -$$

$$- \frac{J_0(g_m c)}{H_0^{(1)}(g_m c)} H_0^{(1)}(g_n r)]\cos \pi m \frac{z + 2Nl}{d}, \quad (7)$$

где $a_m \equiv a_m(\mu)$ – неизвестные коэффициенты разложения; $N = 0, \pm 1, \pm 2, \ldots, \pm(M-1)$ – номер ячейки; $g_m = \sqrt{k^2 - (\pi m/d)^2}$.

Потенциальная функция (7) обеспечивает выполнение граничных условий на стенках ячеек периодической структуры.

Подчинение электромагнитного поля граничным условиям на поверхности периодической структуры приводит к *2M-1* системам функциональных уравнений

$$e^{i\pi\frac{\mu}{M}\frac{z}{l}} \sum_{n=-\infty}^{\infty} A_n p_n^2 R_n e^{i\pi n\frac{z}{l}} =$$

$$= \begin{cases} 0, & d < |z| < l; \\ 2\sum_{m=0}^{\infty} a_m g_m^2 Q_m \cos \pi m \frac{z}{d}, & |z| < d; \end{cases} \quad (8)$$

$$e^{i\pi\frac{\mu}{M}\frac{z}{l}} \sum_{n=-\infty}^{\infty} A_n p_n R'_n e^{i\pi n\frac{z}{l}} =$$

$$= 2\sum_{m=0}^{\infty} a_m g_m Q'_m \cos\frac{\pi m z}{d}, \quad (9)$$

где $|z| < d$, $\mu = 0, \pm 1, \pm 2, \ldots, \pm(M-1)$;

$$R_n = \left[J_0(g_n a) - G_n(\alpha,b)H_0^{(1)}(g_n a)\right]\frac{\widetilde{R}_n(\alpha,b)}{T_n(\alpha,b)}; \quad (10)$$

$$R'_n = \left[J'_0(g_n a) - G_n(\alpha,b)H_0^{(1)'}(g_n a)\right]\frac{\widetilde{R}_n(\alpha,b)}{T_n(\alpha,b)};$$

$$Q_m = J_0(g_m a) - \frac{J_0(g_m c)}{H_0^{(1)}(g_m c)}H_0^{(1)}(g_m a); \quad (10a)$$

$$Q'_m = J'_0(g_m a) - \frac{J_0(g_m c)}{H_0^{(1)}(g_m c)}H_0^{(1)}(g_m a).$$

Итак, задача возбуждения резонатора активной средой (электронным потоком) свелась к системам функциональных уравнений, подобных полученным ранее для собственных колебаний в пустом резонаторе. Воспользовавшись результатами, основанными на предложенном в работе [2] способе решения систем функциональных уравнений типа (8), (9), выпишем в окончательной форме дисперсионное уравнение для искомых частот колебаний резонатора в случаях малых значений $\theta = \frac{d}{l}$ $(\theta^2 << 1)$:

$$1 - \theta g_0 \frac{Q_0}{Q'_0}\sum_{s=-\infty}^{\infty}\frac{R'_s}{R_s p_s}\left[\frac{\sin \pi\theta\left(s + \frac{\mu}{M}\right)}{\pi\theta\left(s + \frac{\mu}{M}\right)}\right]^2 = 0, \quad (11)$$

где R_s, R'_s, Q_0, Q'_0 находятся с помощью формул (10) и (10a).

Параметр μ определяет тип колебаний, которые возбуждаются на частоте ω, найденной из дисперсионного уравнения.

Литература: 1. *Радин А.М., Третьяков О.А., Шестопалов В.П.* Линейная самосогласованная теория дифракционного излучения // ЖТФ. 1969. Т.39, №7. С.1180. 2. *Сологуб В.Г., Шестопалов В.П., Половников Г.Г.* Дифракция электромагнитных волн на металлических решетках с узкими щелями // ЖТФ. 1969. Т.39, №4. С.666.

Поступила в редколлегию 12.02.2001

Рецензент: д-р техн. наук, проф. Руженцев И.В.

Зуев Николай Григорьевич, канд. физ.-мат. наук, доцент кафедры высшей математики ХТУРЭ. Научные интересы: математическая физика. Адрес: Украина, 61166, Харьков, пр. Ленина, 14, тел. 40-93-26.

Хмель Сергей Иванович, соискатель кафедры МИТ ХТУРЭ. Научные интересы: радиофизика и измерительная техника. Адрес: Украина, 61726, Харьков, просп. Ленина, 14, тел. 14-08-02.

Чумаченко Виктор Савельевич, канд. физ.-мат. наук, старший научный сотрудник Научного физико-технологического центра НАНУ. Научные интересы: математическая физика. Адрес: Украина, 61145, Харьков, ул. Новгородская, 1, тел. 32-45-67.

Чумаченко Светлана Викторовна, канд. физ.-мат. наук, доцент кафедры АПВТ ХТУРЭ. Научные интересы: математическая физика. Адрес: Украина, 61166, Харьков, пр. Ленина, 14, тел. 40-93-26.

УДК 543.083/.084

ПРИНЦИПЫ РАЗРАБОТКИ ЕМКОСТНЫХ ДАТЧИКОВ ВЛАЖНОСТИ ГАЗОВЫХ СРЕД

ГОРДИЕНКО Ю.Е., ГУД Ю.И., ПАШКОВ А.В., СЛИПЧЕНКО Н.И.

Рассматриваются принципы построения емкостных тонкопленочных датчиков влажности газовых сред, направленные на повышение их метрологической эффективности и подавление влияния мешающих факторов. В отличие от традиционных емкостных датчиков влажности предложен новый вариант методики измерений, базирующийся на регистрации действительной и мнимой части комплексной емкости и формировании комбинированных выходных информативных сигналов. Предлагаются конструктив тонкопленочного сенсора емкостного датчика влажности и его электродинамическая теория, а также рекомендации по выбору оптимального рабочего диапазона частот датчика.

В настоящее время количественное определение влаги в газовых средах далеко не исчерпывается атмосферной гигрометрией или оценкой влажности газов по пробам. Возникают задачи дистанционного измерения влажности атмосферы в различных ее слоях; контроля влагосодержания потоков технологических газов; процессов сушки объектов газовыми теплоносителями [1] и др. Решение таких задач целесообразнее всего осуществлять, используя электрические датчики влажности газовых сред [2, 3]. Функционирование их основано на применении сенсоров (первичных измерительных преобразователей), у которых под действием содержащейся в окружающей среде влаги изменяется какой-нибудь из электрофизических параметров: электрическое сопротивление; электрическая емкость; термо- э.д.с.; фото- э.д.с. и т.д.

Наиболее широко для этих целей используются сенсоры резистивного и емкостного типа [4]. У обоих типов сенсора основной частью является электроматериал со свойством хорошо обратимого влагопоглощения. У резистивного сенсора он должен иметь конечное удельное сопротивление, а у емкостного – хорошие диэлектрические свойства (низкий тангенс угла диэлектрических потерь и невысокую диэлектрическую проницаемость).

В разработке современных датчиков влажности материалов, сред и объектов, наряду с обычными задачами повышения метрологической эффективности (увеличения чувствительности, долговечности, воспроизводимости градуировки и т.п.), существуют проблемные моменты, связанные с подавлением влияния мешающих факторов на результат измерения и исключением необходимости индивидуальной градуировки [4]. В последнее определение входит как градуировка каждого экземпляра, так и градуировка под данный объект.

Практика показывает, что такие важнейшие характеристики сенсоров как долговечность и воспроизводимость чувствительности значительно выше у емкостных. Это объясняется различием механизмов электропроводности и поляризации гигроскопичных электроматериалов.

Имеется ряд причин отдавать предпочтение емкостным сенсорам. Важнейшая из них - по меньшей мере, двухпараметровое воздействие влаги на поляризацию гигроскопичных диэлектриков. Ввиду высоких значений диэлектрической проницаемости и тангенса угла потерь воды поглощение ее сенсором емкостного типа приводит к изменению действительной и мнимой части его емкости. При этом часто имеет место существенная частотная зависимость указанных величин. Эти обстоятельства играют важную роль при разработке датчиков, инвариантных к так называемым мешающим факторам [4]. Следует отметить, что такой подход к решению проблемы исключения (или подавления) мешающих факторов ранее практически не применялся.

В первую очередь при этом создаются предпосылки исключения влияния (в определенных рамках) технологии формирования чувствительного слоя и его структуры на воспроизводимость метрологических параметров сенсора. В результате может отпасть необходимость индивидуальной градуировки сенсоров, что значительно упрощает подавление таких существенных мешающих факторов как температура, давление и состав газовых сред.

Дальнейший анализ будем производить, исходя из следующих основных требований к эксплуатационным свойствам датчиков: высокой чувствительности; высокой воспроизводимости градуировочных характеристик; максимальной возможности подавления влияния мешающих факторов; возможности встраивания в технологические процессы.