

Е. И. ШМАТЬКО, канд. физ.-мат. наук, *Н. А. КОВАЛЕВА*, *А. В. ШИЯН*,
В. И. ИСАЧЕНКОВ, канд. техн. наук, *А. И. СОБОЛЕВА*

ВЫБОР ЗАМЕДЛЯЮЩЕЙ СИСТЕМЫ ДЛЯ ГЕНЕРАТОРА ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫХ ИЗЛУЧЕНИЙ, ЗАПОЛНЕННОГО АКТИВНОЙ СРЕДОЙ

Наиболее интересной с точки зрения генерирования и усиления СВЧ-колебаний является система активная среда — электронный пучок [1]. Такая система в широком диапазоне параметров пучка и среды неустойчива. Для нее характерно объемное взаимодействие пучка с полем электромагнитной волны. Она представляет собой высокочастотное устройство, в котором имеет место длительное взаимодействие электронного потока с медленной электромагнитной волной, распространяющейся по волноводу.

Возможность широкой электронной перестройки области рабочих частот путем изменения параметров такого волновода обеспечивается использованием активной среды в качестве замедляющей структуры.

В данных системах можно реализовать большие коэффициенты усиления, сокращение пространства взаимодействия, увеличение КПД за счет более высоких значений импеданса связи, заполненных средой волноводов, повышение мощности в результате проведения через среду больших электронных токов.

Однако при разработке систем с заполнением возникает ряд трудностей, связанных с невозможностью непосредственного излучения в вакуум генерируемых волн среды, с перекачкой СВЧ-энергии из ВЧ-части спектра в низкочастотную, с релаксационными срывами генерации вследствие раскачки дрейфовых колебаний вблизи ионно-циклотронной частоты. Поэтому интересно использование в заполненных активной средой волноводах замедляющих структур, с помощью которых можно влиять на возбуждение низкочастотных колебаний среды.

Непрерывный рост требований к приборам СВЧ, для которых основными параметрами являются средняя мощность и широкополосность, привел к созданию более совершенных ЛБВ. Их основным составным узлом стала замедляющая система со связанными резонаторами. К ее достоинствам следует отнести отличные электрические характеристики в отношении импеданса, ширины полосы и структуры типа колебаний, простота конструкции, круговая симметрия, простота перестройки рабочей частоты, изменения мощности и ширины полосы.

Поля в пространстве взаимодействия замедляющих систем типа диафрагмированный волновод и цепочка связанных резонаторов разделены так, что продольное электрическое поле сосредоточено в основном в пространстве взаимодействия, а поперечные электрические и магнитные поля — вне пролетного канала. Это ослабляет перекачку энергии в НЧ-область, усиливает отбор СВЧ-мощности и повышает КПД.

В работах [2; 3] описаны эксперименты по генерации СВЧ-излучения черенковским генератором с замедляющей системой в виде

гофрированного волновода на сплошном и трубчатом пучках, генератором с замедляющей системой, нагруженной дисками, а также генератором с замедляющей системой типа диафрагмированный волновод. В зависимости от плотности рабочей среды, магнитного поля максимальная мощность излучения достигала $P = 600$ МВт, а КПД генерации — около 20 %.

В статье рассмотрен генератор с замедляющей системой типа диафрагмированный волновод, заполненный активной средой, в центре которого движется пучок электронов (рис. 1).

Искажение поля активной средой становится столь существенным, что требует самосогласованного решения уравнений электромагнитного поля и уравнений движения материальной среды, а в случае сильноточных пучков также и уравнений движения электронов пучка.

Уравнения Максвелла для пространственно-ограниченных сред

$$\operatorname{rot} \vec{E} = -\frac{1}{c} \frac{\partial \vec{B}}{\partial t}; \operatorname{div} \vec{D} = 0;$$

$$\operatorname{rot} \vec{B} = \frac{1}{c} \frac{\partial \vec{D}}{\partial t}; \operatorname{div} \vec{B} = 0 \quad (1)$$

дополняются материальным уравнением $D_i = \hat{\epsilon}_{ij} E_j$ (2), где ϵ_{ij} — оператор тензора диэлектрической проницаемости, и граничными условиями.

Решается также линеаризованное уравнение Власова для электронов материальной среды и пучка

$$\frac{\partial \delta f}{\partial t} + \vec{V} \frac{\partial \delta f}{\partial r} - \frac{\Omega}{v_s(v)} \frac{\partial \delta f}{\partial \varphi} = e \left\{ \vec{E} + \frac{1}{c} [\vec{V} \vec{B}] \right\} \frac{\partial f_0}{\partial p} \quad (3)$$

с равновесным распределением электронов пучка по импульсам вида

$$f_{0b} = \frac{n_b}{2\pi p_{\perp 0}} \delta(p_{\perp} - p_{\perp 0}) \delta(p_{\parallel} - p_{\parallel 0}). \quad (4)$$

Здесь $p_{\perp 0} = m\gamma U_{\perp}$, $p_{\parallel 0} = n\gamma U_{\parallel}$,

U_{\perp} , U_{\parallel} — поперечная и продольная составляющие скорости пучка, или с равновесным распределением электронов плазмы (тепловым движением пренебрегаем) $f_{0p} = n_p \delta(\vec{p})$ (5). В выражении (3) $\Omega = \frac{eB_0}{mc}$ — циклотронная частота, где B_0 — внешнее продольное магнитное поле, удерживающее плазму от поперечного расплывания.

Для принятой модели в цилиндрических координатах (r, φ, z) решение системы уравнений следует искать в виде

$$f(r) \exp(-i\omega t + ik_z z + il\varphi), \quad (6)$$

где ω — частота; k_z^2 и l — продольное и азимутальное волновые числа.

Подставляя решения вида (6) в систему (1) и (3), легко вычислить искомый оператор тензора диэлектрической проницаемости ϵ_{ij} [2; 4].

При взаимодействии пучков заряженных частиц со средой возникают черенковские и циклотронные пучковые неустойчивости, суть которых состоит в резонансном взаимодействии излучения электромагнитных волн электронами пучка с собственными колебаниями резонатора:

$$\omega_0(k_z) = kv_{\parallel} + s \frac{\Omega}{\gamma} \quad (7)$$

Здесь $\omega_0(k_z)$ — собственная частота электромагнитных колебаний резонатора в отсутствие пучка. Если $s = 0$ — резонанс называется черенковским, при $s \neq 0$ — циклотронным, $v_{\parallel} = v_{\phi}$, $s = \pm 1$.

Из дисперсионного уравнения, полученного подстановкой решений в виде (6) в уравнение поля с учетом радиальных, а также продоль-

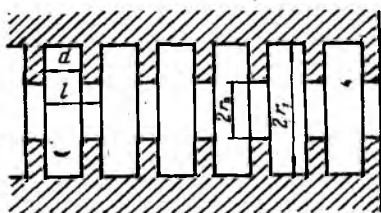


Рис. 2

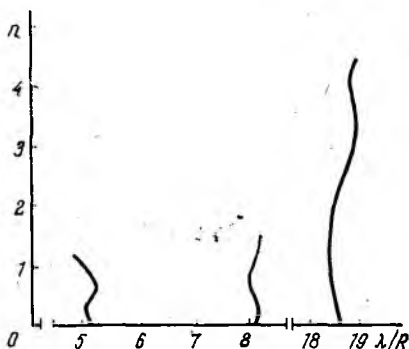


Рис. 3

ных граничных условий, находим комплексные собственные значения ω , действительная часть которых дает частоты возбуждаемых волн, а мнимая часть — инкременты их нарастания.

Оптимальная геометрия диафрагмированного волновода круглого сечения (рис. 2) выбирается из решения его дисперсионного уравнения и определяются собственные частоты большого числа типов колебаний:

$$\begin{aligned} \frac{d}{l} &= \sum \frac{k I_1(\gamma_n r_2)}{\gamma_n I_0(\gamma_n r_2)} I_0\left(\frac{\beta_n d}{2}\right) \frac{\sin \frac{\beta_n d}{2}}{\frac{\beta_n d}{2}} = \\ &= \frac{J_1(kr_2) N_0(kr_1) - N_1(kr_2) J_0(kr_1)}{J_0(kr_2) N_0(kr_1) - N_0(kr_2) J_0(kr_1)}. \end{aligned} \quad (8)$$

Здесь I_0, I_1 — модифицированные функции Бесселя, J_0, J_1, N_0, N_1 — функции Бесселя и Неймана. На рис. 3 приведены дисперсионные характеристики диафрагмированного волновода, характеризующие высокочастотные ветви В- и Е-типов волн.

В случае заполнения активной средой наряду с высокочастотными ветвями В- и Е-типов волн появляются также низкочастотные ветви волн Е-типа.

Рассматриваются магнитно-циклотронные пучковые неустойчивости на волнах B - и E -типов, дисперсионные уравнения которых имеют вид

$$k_{\perp}^2 + k_z^2 - \frac{\omega^2}{c^2} = \frac{\omega^2}{c^2} \varepsilon_{\perp}(\tilde{\omega}_b^2) (B\text{-тип}), \quad (9)$$

где
$$k_{\perp} = \frac{\mu_{1s}}{R}, \quad k_z = \frac{\omega_0}{u_{\parallel}}, \quad \mu_{1s} = 1,84(H_1); \quad (10)$$

$$\tilde{\omega}_b^2 = \begin{cases} \omega_b^2 & \text{— при сплошном пучке;} \\ \frac{r_0 \Delta [J_{l+1}^2(k_{\perp} r_0) + J_{l-1}^2(k_{\perp} r_0)] \omega_b^2}{R^2 [J_l^2(\mu_{1s}) - J_{l-1}(\mu_{1s}) J_{l+1}(\mu_{1s})]} & \text{— при трубчатом пучке;} \end{cases}$$

$$k_{\perp}^2 + \left(1 - \frac{\omega_p^2}{\omega^2}\right) k_z^2 = k_{\perp} k_z \varepsilon_{\parallel}(\tilde{\omega}_b^2) (E\text{-тип});$$

$$k_{\perp} = \frac{\mu_{1s}}{R}, \quad \omega_b = \sqrt{e^2 n_b \varepsilon_0 m_l}, \quad \omega_p = \sqrt{l^2 n_p / \varepsilon_0 m_l}; \quad (11)$$

Δ — толщина пучка; R — радиус волновода,

$$\tilde{\omega}_b^2 = \begin{cases} \omega_b^2 & \text{— при сплошном пучке;} \\ \frac{r_0 \Delta [J_{l+1}^2(k_{\perp} r_0) + J_{l-1}^2(k_{\perp} r_0)] \omega_b^2}{R^2 J_{l+1}^2(\mu_{1s})} & \text{— при трубчатом пучке.} \end{cases} \quad (12)$$

Решения дисперсионных уравнений (9) и (11) при циклотронном возбуждении высокочастотных волн B - и E -типов имеют вид

$$\omega_{01,2} = \gamma_{\parallel}^2 \frac{\omega_H}{\gamma} \left[1 \pm \frac{u_{\parallel}}{c} \sqrt{\frac{1 - k_{\perp}^2 c^2 \gamma^2}{\gamma_{\parallel}^2 \omega_H^2}} \right] (B\text{-тип}); \quad (13)$$

$$\omega_{01,2} = \gamma_{\parallel}^2 \frac{\omega_H}{\gamma} \left[1 \pm \frac{u_{\parallel}}{c} \sqrt{\frac{k_{\perp}^2 c^2 + \omega_0^2 \gamma^2}{\gamma_{\parallel}^2 \omega_H^2}} \right] (E\text{-тип}), \quad (14)$$

где
$$\omega_H = \frac{l B_{0z}}{mc}, \quad \gamma = \left[1 - \frac{1}{c^2} (u_{\perp}^2 + u_{\parallel}^2) \right]^{-1/2}, \quad \gamma_{\parallel} = \left[1 - \frac{u_{\parallel}^2}{c^2} \right]^{-1/2}.$$

Возбуждение возможно в случаях

$$k_{\perp} c \gamma / \omega_H < \gamma_{\parallel} \quad \text{для волн } B\text{-типа};$$

$$\sqrt{k_{\perp}^2 c^2 + \omega_p^2} \gamma < \omega_H \quad \text{для волн } E\text{-типа}.$$

Подбором параметров R , u_{\parallel} , ω_H , γ можно либо разрешить, либо полностью запретить возбуждение той или иной волны.

При черенковском механизме возбуждения низкочастотной плазменной волны E -типа дисперсионное уравнение

$$k_{\perp}^2 + \left(1 - \frac{\omega_p^2}{\omega^2}\right) k_z^2 = \frac{\kappa^2 \omega_b^2 \gamma^{-1} \gamma_{\parallel}^{-2}}{(\omega - k_z u_{\parallel})^3}, \quad (15)$$

$$\tilde{\omega}_b^2 = \begin{cases} \omega_b^2 & \text{— при сплошном пучке;} \\ 2 \frac{r_0 \Delta J_l^2(k_{\perp} r_0)}{R^2 J_{l+1}^2(\mu_{1s})} \omega_b^2 & \text{— при трубчатом пучке} \end{cases}$$

имеет всего одно решение:

$$\omega_0^2 = \sqrt{\omega_p^2 - k_{\perp}^2 u^2 \gamma_{\parallel}^2}. \quad (16)$$

Черенковская неустойчивость может развиваться только тогда, когда $\omega_p > k_{\perp} u \gamma_{\parallel}$.

Решения дисперсионных уравнений в резонаторе (как фрагменте замедляющей системы) имеет следующий вид:

$$k_{z1,2,3} = k_{z0} + \omega' / |v_{до}| + \delta_{1,2,3}; \quad (17)$$

$$k_{z4} = -k_{z0} - \omega' / |v_{до}|; \quad (18)$$

$$k_{z1,2,3} = k_{z0,1,2} \pm \frac{\omega'}{|v_{до1,2}|} + \delta_{1,2,3}; \quad (19)$$

$$k_{z4} = -k_{z0,1,2} \pm \frac{\omega'}{|v_{до1,2}|}. \quad (20)$$

Решения (17, 18) реализованы для черенковской пучковой неустойчивости, а решения (19), (20) В- и Е-типов соответственно для магнитно-циклотронных пучковых неустойчивостей; ω' — отстройка частоты от точного резонанса.

Решением дисперсионного уравнения относительно ω' является результат рассмотрения начальной задачи, решением его относительно k_z является результат рассмотрения граничной задачи.

Все эти решения необходимы для исследования пучковых неустойчивостей в конечных системах.

Таким образом, при взаимодействии пучков заряженных частиц со средней возникают пучковые и плазменные неустойчивости, которые приводят к возбуждению в спектре колебаний гармоник. Развитие этих «спутельных» неустойчивостей существенно и приводит к уширению спектра. Дополнительно необходимо рассматривать магнитно-циклотронные пучковые неустойчивости на волнах В- и Е-типов на встречной и попутной волнах в случаях сплошного и трубчатого пучков при больших и малых расстройках. С учетом этих типов пучковых неустойчивостей ширина полосы и уширение спектральной линии возрастает.

Результаты исследования влияния различных параметров (температуры, размеров замедляющей системы, плотности активной среды и пучка, ускоряющего напряжения) на ширину спектра и уширение спектральной линии будут опубликованы в последующих работах.

Список литературы: 1. *Бернашевский Г. А.* Плазменные и электронные усилители и генераторы СВЧ. М., 1965. 96 с. 2. *Богданкевич Л. С., Кузелев М. В., Рухадзе А. А.* Плазменная СВЧ электроника // *Успехи физ. наук.* М., 1981. № 1. С. 3—32. 3. *Fridman M.* // *Appl. Phys. Zett.* 1975. Vol. 26. P. 366. 4. *Ерохин Н. С., Кузелев М. В., Моисеев С. С.* Неравновесные и резонансные процессы в плазменной радиофизике. М., 1982. 272 с.

Поступила в редколлегию 06.12.88