

12

О селекции колебаний в релятивистской лампе обратной волны дециметрового диапазона длин волн на основе коаксиального волновода

© *Е.М. Тотменинов, А.И. Климов, В.Ю. Конев, И.В. Пегель, В.В. Ростов, Р.В. Цыганков, В.П. Тараканов*

Институт сильноточной электроники СО РАН, Томск
Национальный исследовательский Томский политехнический университет, Томск
Объединенный институт высоких температур РАН, Москва
E-mail: totm@ife.hcei.tsc.ru

Поступило в Редакцию 18 июля 2013 г.

Теоретически и экспериментально исследована конкуренция колебаний в релятивистской лампе обратной волны (РЛОВ) на основе коаксиального волновода. Показано, что стартовый ток для несимметричных волн магнитного типа TE_{m1} ниже, чем для ТЕМ-волны. Преимущественное возбуждение таких волн подтверждено в численных расчетах с помощью кода КАРАТ. В экспериментальном макете прибора для подавления возбуждения несимметричных колебаний внутренний проводник коаксиального волновода снабжен продольными разрезами. В результате осуществлен режим устойчивой генерации на ТЕМ-волне с частотой 1.23 GHz, пиковой мощностью 260 MW и эффективностью преобразования мощности электронного пучка в мощность излучения 28% при длительности СВЧ-импульса 33 ns.

РЛОВ с коаксиальной замедляющей системой (ЗС) и трубчатым сильноточным пучком электронов во внешнем магнитном поле рассматривается как перспективное устройство для генерации мощного микроволнового излучения в диапазоне частот 1–2 GHz [1]. Прибор отличается от других известных схем РЛОВ (с запердельным сужением [2], с резонансным рефлектором [3]) меньшими размерами электродинамической системы и временем переходного процесса [1]. В то же время в экспериментах с прибором, рассчитанным на работу с волной ТЕМ, обнаружилось конкурентное возбуждение волн с различной поперечной

структурой. Селекция колебаний путем подбора энергии электронов и ведущего магнитного поля лишь отчасти решила проблему, поскольку нарушение соосности проводников ЗС вновь приводило к возбуждению конкурирующих колебаний [4]. В данной работе анализируются условия возбуждения конкурирующих колебаний в коаксиальной РЛОВ и демонстрируется способ селективного возбуждения волны типа ТЕМ.

В коаксиальной РЛОВ продольное электрическое поле электромагнитной волны представлено главным образом двумя замедленными гармониками: „минус первой“ (синхронной с электронами пучка) и „плюс первой“. Поле основной гармоники, в отличие от РЛОВ на основе полого круглого волновода, чисто поперечное и мало влияет на движение электронов. С другой стороны, поскольку электроны пучка транспортируются между близко расположенными гофрированными поверхностями, высока связь пучка с полем синхронной гармоники.

Полагая, что средние радиусы внутреннего и внешнего проводников коаксиальной линии R_1 и R_2 не слишком сильно различаются, ограничимся рассмотрением условий возбуждения низших волн магнитного типа TE_{m1} с небольшими азимутальными индексами m (при $m = 0$ — волна ТЕМ). Магнитные волны с радиальными индексами более единицы, а также волны типа ТМ, лежащие существенно выше по частотам, не рассматриваются. Для волн названных типов оценим их стартовый ток [5], определяемый в простейшей модели РЛОВ как

$$I_{st} = I_0 \frac{(\gamma_0^2 - 1)^{3/2}}{4\pi^3 c Z} \left(\frac{\lambda}{L} \xi_{st} \right)^3. \quad (1)$$

Здесь $I_0 = mc^3/e \approx 17 \text{ кА}$, γ_0 — релятивистский фактор электронов, c — скорость света в вакууме, $\lambda = c/f$ — длина волны на частоте f , L — длина ЗС, $\xi_{st} = 1.97$ — собственное число краевой задачи РЛОВ,

$$Z = |E_{z,b}^2| / (2k^2 P) \quad (2)$$

— сопротивление связи электронного пучка с волной, имеющей волновое число $k = \omega/c$, амплитуду синхронной гармоники на траектории пучка $E_{z,b}$, и переносящей мощность P . Оценим величину сопротивления связи для ТЕМ-волны, а затем и для волн TE_{m1} . Пусть проводники коаксиальной линии синфазно гофрированы с амплитудами δ_1 и δ_2 и имеют радиусы $\bar{R}_{1,2}(z) = R_{1,2} + \delta_{1,2} \cos \bar{h}z$. Здесь R_1 и R_2 — средние радиусы, $\bar{h} = 2\pi/d$, где d — период гофрировки. В случае мелкой

гофрировки ($\delta\bar{h} \ll 1$) граничное условие на поверхности проводников (равенство нулю касательной компоненты электрического поля) принимает приближенный вид $0 = E_t \approx E_z + E_r \delta\bar{h} \sin \bar{h}z$ или

$$E_z \approx -E_r \delta\bar{h} \sin \bar{h}z, \quad (3)$$

где $\delta = \delta_1$ или $\delta = \delta_2$. Считая компоненту поля E_r связанной только с нулевой пространственной гармоникой ТЕМ-волны и представляя компоненту E_z в виде суммы $(+1)$ -й и (-1) -й пространственных гармоник, можно получить выражение для сопротивления связи этих гармоник с тонким трубчатым электронным пучком радиусом r_b . Так, для замедленной (-1) -й гармоники ТЕМ-волны получаем

$$Z_{-1}^{\text{ТЕМ}} = \rho_{\text{coax}} G^2; \quad (4)$$

здесь $\rho_{\text{coax}} = (2/c) \ln R_2/R_1$ — волновое сопротивление однородной коаксиальной линии,

$$G = \frac{\bar{h}}{2k} \times \frac{\left\{ \frac{\delta_2}{R_2} K_0(\kappa R_1) - \frac{\delta_1}{R_1} K_0(\kappa R_2) \right\} I_0(\kappa r_b) + \left\{ \frac{\delta_1}{R_1} I_0(\kappa R_2) - \frac{\delta_2}{R_2} I_0(\kappa R_1) \right\} K_0(\kappa r_b)}{\ln R_2/R_1 \{ I_0(\kappa R_2) K_0(\kappa R_1) - I_0(\kappa R_1) K_0(\kappa R_2) \}},$$

где I_0 и K_0 — модифицированные функции Бесселя, $\kappa = \sqrt{\bar{h}^2 - 2\bar{h}k}$ — модуль поперечного волнового числа замедленной (-1) -й гармоники.

В случае, когда $\kappa R_1 \gg 1$ и $R_2 - R_1 \ll R_1$, можно перейти от коаксиальной линии к плоской (полосковой) линии с зазором $D = R_2 - R_1$ и шириной $a = \pi(R_1 + R_2)$, замкнутой в поперечном направлении условием периодичности. Считая, что ленточный электронный пучок транспортируется посередине между проводниками линии, имеющими одинаковую глубину гофрировки δ , нетрудно из (4) получить

$$Z_{-1}^{\text{ТЕМ}} \approx \rho_{\text{strip}} \left(\frac{\delta}{D} \frac{\bar{h}}{k} \frac{\text{sh}(\kappa D/2)}{\text{sh} \kappa D} \right)^2, \quad (5)$$

где $\rho_{\text{strip}} = 4\pi D/ca$ — волновое сопротивление плоской линии. Также нетрудно убедиться в том, что в плоском случае при гофрировке лишь одного из проводников сопротивление связи уменьшается вдвое (подобный результат отмечался в [6]).

Оценки по формулам (4), (5) и численные расчеты с использованием РіС-кода КАРАТ [7] показывают, что для коаксиальных ЗС с рабочей волной ТЕМ величина сопротивления связи с синхронной гармоникой может достигать $\sim 10 \Omega$ — в несколько раз больше, чем обычно в ЗС в виде полого волновода. Этим объясняется сравнительно малое время раскочки колебаний (относительно периода колебаний) коаксиальных РЛОВ ($\tau/T \propto (Z_{-1}I_b)^{-1/3}[1 - (I_{st}/I_b)^{1/2}]^{-1}$, где I_b — рабочий ток генератора [5]).

Пользуясь приближением плоской линии, оценим сопротивление связи для волн TE_{m1} . Каждая из таких волн складывается двумя парциальными волнами, имеющими в нулевой гармонике электрическое поле, ортогональное проводникам линии, и распространяющимися под бриллюэновскими углами $\theta_{Br} = \pm \arcsin \lambda/\lambda_{cr}$, где критическая длина волны $\lambda_{cr} = a/m$. Если линия гофрирована в направлении z , то связанное с гофрировкой электрическое поле (3) определяется поперечным полем нулевой гармоники, глубиной и периодом гофрировки, но не зависит от бриллюэновского угла. Поэтому числитель в (2) в рамках сделанных приближений одинаков для волны ТЕМ и всех волн TE_{m1} . Величина мощности P в знаменателе (2) максимальна для волны ТЕМ, а для волн TE_{m1} уменьшается с ростом бриллюэновского угла пропорционально величине $\cos \theta_{Br} = \sqrt{1 - (m\lambda/a)^2}$. Поэтому при равных частотах и амплитудах волн имеем связь: $Z_1^{TM_{m1}} = Z_1^{TEM} / \sqrt{1 - (m\lambda/a)^2}$.

С учетом сказанного, используя выражения (1) и (5), в приближении плоской линии получаем оценочное выражение для стартового тока волновых мод TE_{m1} (при $m = 0$ — для моды ТЕМ):

$$I_{st} = I_0 \frac{\xi_{st}^3}{(2\pi)^4} (\gamma_0^2 - 1)^{3/2} \times \frac{aDd^2\lambda}{L^3\delta^2} \sqrt{1 - (m\lambda/a)^2} \left(\frac{\text{sh} \kappa_m D}{\text{sh}(\kappa_m D/2)} \right)^2. \quad (6)$$

Здесь $\kappa_m = \sqrt{\bar{h}^2 - g_m^2 - 2\bar{h}\sqrt{k^2 - g_m^2}}$ — модуль поперечного волнового числа (-1) -й гармоники и g_m — поперечное волновое число нулевой гармоники соответствующей моды (для волны ТЕМ $g_0 = 0$ и $\kappa_0 = \sqrt{\bar{h}^2 - 2\bar{h}k}$). Нетрудно убедиться, что рассчитанные таким образом стартовые токи для несимметричных мод ниже, чем для волны ТЕМ (рис. 1).

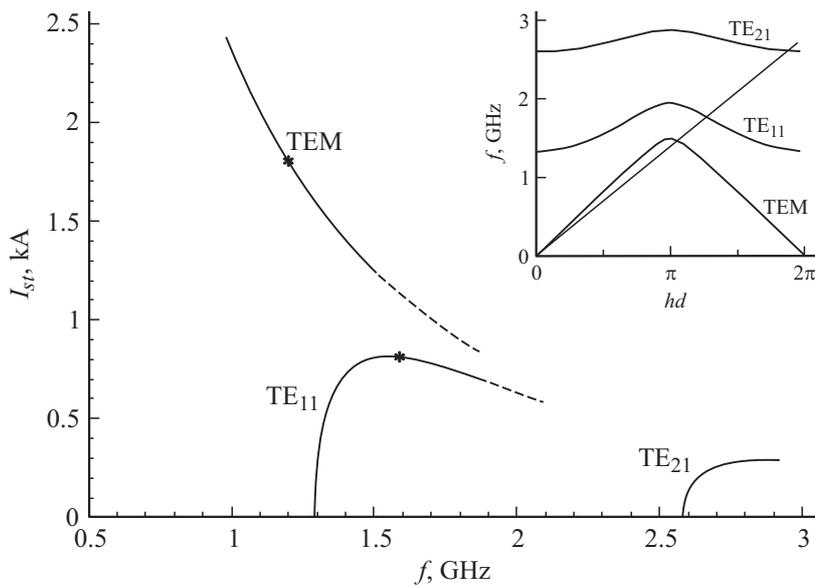


Рис. 1. Зависимости стартовых токов для волн TEM, TE₁₁ и TE₂₁ от частоты при параметрах замедляющей системы РЛОВ из эксперимента: $d = 8$ см, $D = 2.5$ см, $\delta = 1$ см. Звездочками отмечены частоты, на которых в численном расчете наблюдалось возбуждение волн TEM и TE₁₁. На врезке — дисперсионная диаграмма с линией пучка, соответствующей энергии электронов 280 keV.

Преимущественное возбуждение в коаксиальной РЛОВ несимметричных волн типа TE по сравнению с волной TEM было подтверждено в трехмерных расчетах, выполненных с помощью полностью электромагнитного РiС-кода КАРАТ в декартовой (x, y, z) и в цилиндрической (r, θ, z) системах координат. При различных параметрах ЗС в расчетах наблюдалось возбуждение волн TE _{m 1} с азимутальными индексами m от 1 до 6. Во всех проведенных расчетах колебание устанавливалось в виде только одной из двух бриллюэновских волн — с направлением, соответствующим направлению циклотронного вращения электронов пучка в ведущем магнитном поле.

Для реализации коаксиальной РЛОВ с рабочей волной TEM необходима селекция колебаний. Подавить распространение несимметричных

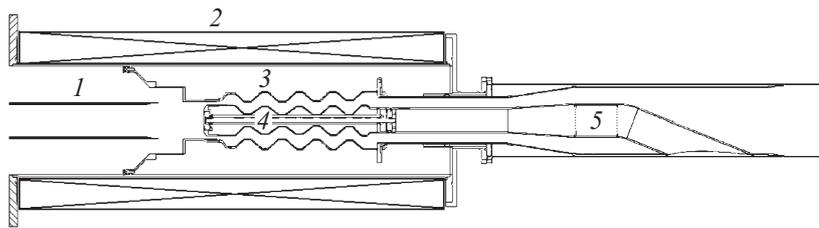


Рис. 2. Схема генератора: 1 — кромочный взрывоэмиссионный катод и катододержатель, 2 — катушка магнитного поля, 3 и 4 — проводники ЗС, 5 — преобразователь типа волны из ТЕМ в волну TE_{11} круглого волновода.

магнитных волн в коаксиальной линии можно, воспрепятствовав протеканию по ней азимутальных токов, например, снабдив проводники линии продольными прорезями.

Параметры экспериментального макета генератора (рис. 2) [8] были оптимизированы в численном эксперименте с помощью осесимметричной версии кода КАРАТ. Средние радиусы внешнего и внутреннего проводников коаксиальной линии (5 и 2.4 см) таковы, что на расчетной рабочей частоте для волны ТЕМ волна TE_{11} является нераспространяющейся. Длина ЗС около 1.5λ , глубина гофрировки обоих проводников около 1 см. В расчете при напряжении на вакуумном диоде 280 кВ, токе пучка 2.0 кА, величине внешнего ведущего магнитного поля 0.5 Т было получено излучение волны ТЕМ с частотой 1.23 GHz и мощностью 150 MW, составляющей 27% от мощности электронного пучка. Колебания устанавливались за время около 20 ns. В трехмерном расчете прибора с такими же параметрами и сплошным внутренним проводником было обнаружено, что на этапе раскачки колебаний происходит возбуждение волны ТЕМ на частоте 1.2 GHz с небольшой примесью волны TE_{21} на частоте 3 GHz. Однако примерно через 20 ns волна ТЕМ вытеснялась колебанием TE_{11} на частоте 1.6 GHz (рис. 3).

Эксперимент был проведен с использованием сильноточного ускорителя электронов „СИНУС-7“ [9] с длительностью импульса 50 ns. Для вывода излучения использовался преобразователь волны ТЕМ в волну TE_{11} круглого волновода, которая затем излучалась из рупора с диаметром выходного окна 50 см. СВЧ-сигнал принимался антенной в

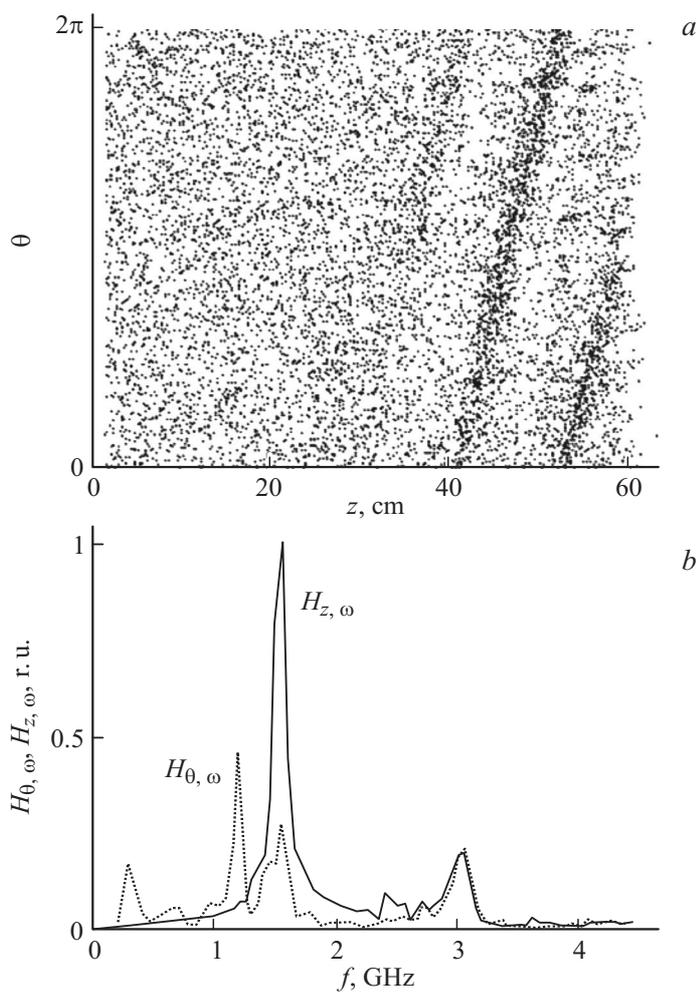


Рис. 3. Вытеснение волны ТЕМ волной TE_{11} в коаксиальной РЛОВ (расчет в цилиндрической трехмерной версии кода КАРАТ): *a* — распределение частиц в координатах θ, z ; *b* — спектры колебаний компонент магнитного поля на выходе прибора.

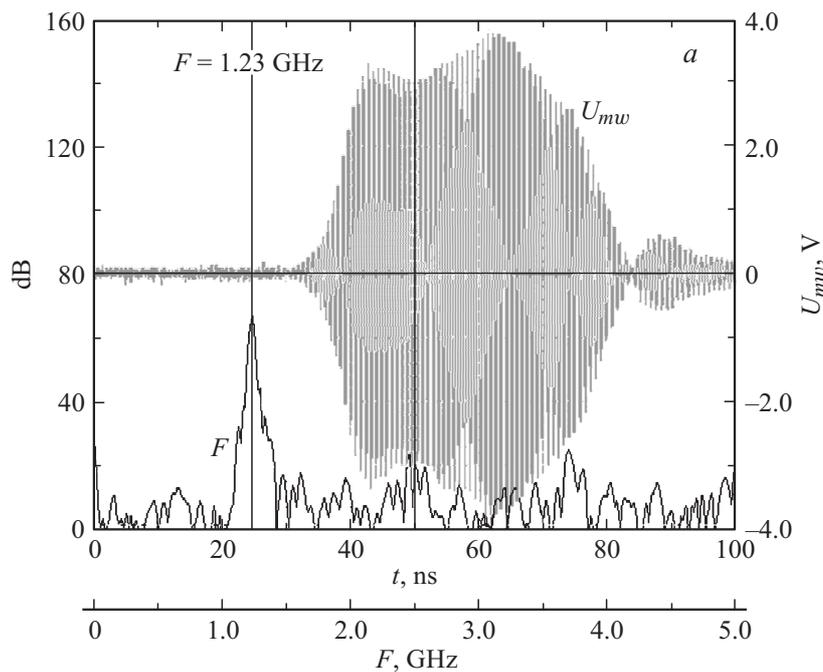


Рис. 4. Радиосигнал (U_{mw}) и его спектр (F) в режиме одночастотной генерации (a), пространственное распределение плотности потока мощности СВЧ-излучения (b).

виде короткого электрического вибратора, размещенной на расстоянии 3.2 м от окна антенны. Мощность излучения определялась путем интегрирования плотности потока мощности, измеренной с помощью антенны, в поперечном сечении.

При использовании в приборе ЗС со сплошными проводниками генерация была нестабильной, а в спектре излучения присутствовали колебания с частотами 1.4–1.6 GHz. После замены сплошного внутреннего проводника ЗС на проводник разрезной конструкции возросла стабильность генерации, и частота излучения стала близкой к расчетной для волны ТЕМ 1.23 GHz. Эффективность преобразования мощности электронного пучка в мощность излучения составила $28 \pm 6\%$ при ускоряющем напряжении 340 кВ, токе пучка 2.7 кА и ведущем магнитном

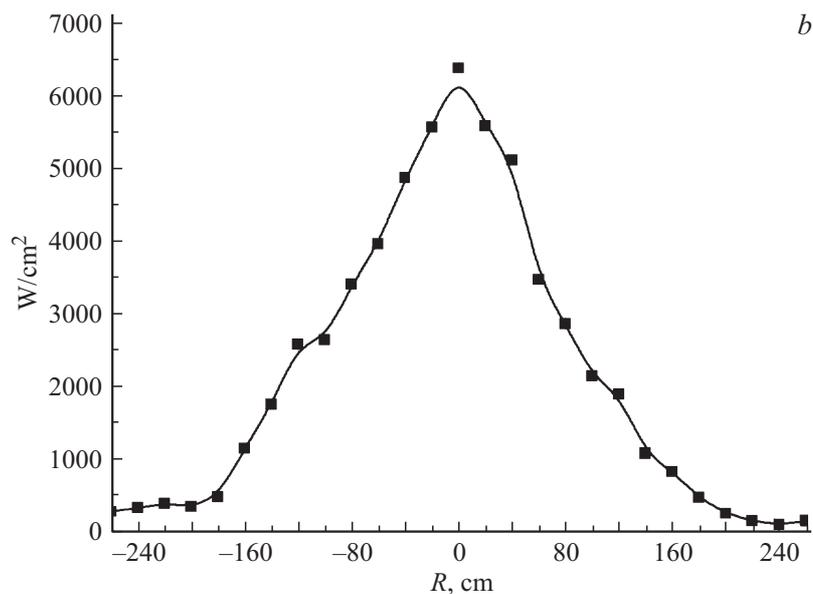


Рис. 4 (продолжение).

поле 0.8 Т. Пиковая микроволновая мощность оценивалась величиной 260 ± 60 MW при длительности СВЧ-импульса 33 ns. Осциллограмма радиосигнала и его спектр, а также структура поля излучения, близкая к гауссовому пучку, представлены на рис. 4. Дополнительно было исследовано влияние нарушения соосности проводников ЗС на стабильность генерации и спектр излучения. В отличие от работы [4], оно не нарушало одномодовой генерации, хотя и приводило к снижению ее эффективности и стабильности.

Авторы выражают благодарность С.А. Кицанову и М.Ю. Сухову за помощь в экспериментальной части работы.

Работа выполнена при поддержке РФФИ, проект № 12-08-00084-а.

Список литературы

- [1] *Xingjun Ge, Huihuang Zhong, Jun Zhang, Baoliang Qian* // Phys. Plasmas. 2013. V. 20. P. 023105.
- [2] *Ковалев Н.Ф., Петелин М.И., Райзер М.Д., Сморгонский А.В., Цопн Л.Э.* // Письма в ЖЭТФ. 1973. Т. 18. В. 4. С. 232–235.
- [3] *Коровин С.Д., Куркан И.К., Ростов В.В., Тотьменинов Е.М.* // Изв. вузов. Радиофизика. 1999. Т. 42. В. 12. С. 1189–1196.
- [4] *Xingjun Ge, Huihang Zhong, Baoliang Qian, Jun Zhang, Lie Liu, Liang Gao, Chengwei Yuan, Juntao He* // Appl. Phys. Lett. 2010. V. 97. P. 241 501.
- [5] *Гинзбург Н.С., Кузнецов С.П., Федосеева Т.Н.* // Изв. вузов. Радиофизика. 1978. Т. 21. № 7. С. 1037–1052.
- [6] *Гинзбург Н.С., Заславский В.Ю., Иляков Е.В., Кулагин И.С., Малкин А.М., Песков Н.Ю., Сергеев А.С.* // ЖТФ. 2011. Т. 81. В. 12. С. 93–103.
- [7] *Тараканов В.П.* // Математическое моделирование. Проблемы и результаты. М.: Наука, 2003. С. 456–476.
- [8] *Tsygankov R.V., Kitsanov S.A., Klimov A.I., Konev V.Y., Pegel I.V., Rostov V.V., Totmeninov E.M.* // Изв. вузов. Физика. 2012. Т. 55. № 10/3. С. 424–426.
- [9] *Коровин С.Д., Ростов В.В.* // Изв. вузов. Физика. 1996. № 12. С. 21–30.