

## ШИРОКОПОЛОСНЫЕ РЕЛЯТИВИСТСКИЕ СВЧ УСИЛИТЕЛИ: ДИЭЛЕКТРИЧЕСКИЕ ИЛИ ПЕРИОДИЧЕСКИЕ ЗАМЕДЛЯЮЩИЕ СТРУКТУРЫ?

© А.С.Шлапаковский

В настоящее время уже разработано и продолжает исследоваться множество разнообразных сверхмощных СВЧ источников на сильноточных релятивистских электронных пучках. Практически неосвоенным, однако, остается пока класс широкополосных усилителей, которые сочетали бы выходную мощность порядка сотни МВт и выше с диапазоном частотной перестройки вплоть до октавы. В недавней работе [1] было показано, что широкая полоса усиления (40–50% по уровню  $-3$  дБ) может быть обеспечена в диэлектрическом черенковском лазере (ДЧМ). Диэлектрический волновод, как гладкая замедляющая система, не имеет полос непрозрачности и при небольших значениях диэлектрической проницаемости может обеспечить довольно слабую дисперсию электромагнитных волн в широком частотном диапазоне в области релятивистских фазовых скоростей. Поэтому ДЧМ можно считать релятивистским аналогом классической широкополосной лампы бегущей волны. Вместе с тем из-за наличия диэлектрика возникают проблемы, связанные с накоплением заряда, пробоем по поверхности и т. п., которые порождают известный пессимизм по отношению к возможности практической реализации ДЧМ.

В случае проводящих периодических структур, таких как гофрированный или диафрагмированный волновод, эти проблемы не имеют места. Релятивистские черенковские генераторы с гофрированным волноводом уверенно работают в частотно-периодическом режиме и уже испытываются в радарных установках [2]. Несмотря на то что полоса пропускания периодического волновода всегда конечна, она все же может быть достаточно широка; также можно обеспечить и слабую дисперсию при релятивистских фазовых скоростях волны. Для этого период структуры должен быть много меньше глубины гофрировки или высоты диафрагмы, а та, в свою очередь, должна быть много меньше рабочей длины волны. Возникает вопрос: не может ли полоса усиления при черенковском взаимодействии пучка и

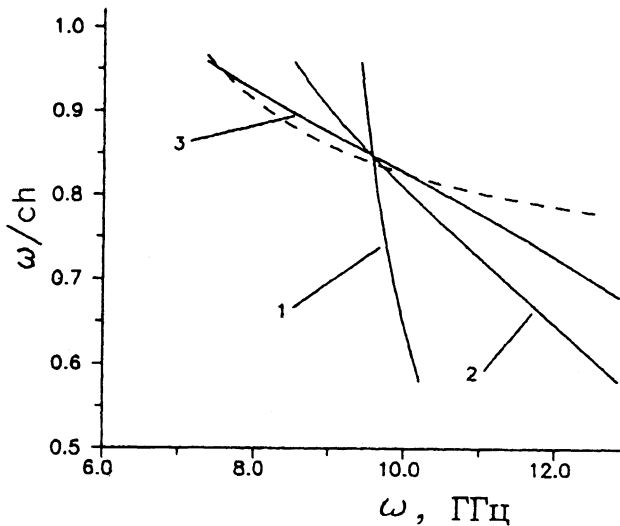


Рис. 1. Зависимости фазовой скорости замедленной волны от частоты для различных геометрий диафрагмированного волновода (сплошные кривые). 1 —  $a/b = 0.5$ ,  $b = 1.3$  см; 2 —  $a/b = 0.8$ ,  $b = 2$  см; 3 —  $a/b = 0.9$ ,  $b = 3.3$  см. Пунктирная кривая — дисперсия моды  $E_{01}$  волновода с диэлектрической втулкой из материала с диэлектрической проницаемостью  $\epsilon = 2$  ( $a/b = 0.5$ ,  $b = 2$  см).

волны в таком волноводе быть по меньшей мере того же порядка, какой достигим в ДЧМ?

Рассмотрим простейшую модель круглого диафрагмированного волновода с бесконечно малым периодом, т. е. без учета пространственных гармоник. Очевидно, что такое упрощение ведет в конечном счете к завышению полосы усиления, поскольку при этом завышается полоса пропускания волновода. Определенные выводы относительно возможности широкополосного усиления в периодическом волноводе можно сделать уже из анализа дисперсии в системе без пучка. Дисперсионное уравнение для симметричных волн  $E$ -типа в одноволновом приближении имеет вид [3]

$$\frac{I_1(qa)}{I_0(qa)} = \frac{q F_1(ka, kb)}{k F_0(ka, kb)}. \quad (1)$$

Здесь  $F_0(x, y) \equiv J_0(x)Y_0(y) - J_0(y)Y_0(x)$ ,  $F_1(x, y) \equiv J_1(x)Y_0(y) - J_0(y)Y_1(x)$ ,  $k = \omega/c$ ,  $q^2 = h^2 - k^2$ ,  $\omega$  — частота,  $h$  — продольное волновое число,  $c$  — скорость света,  $a$  — внутренний радиус диафрагм,  $b$  — радиус волновода,  $J_{0,1}$ ,  $Y_{0,1}$ ,  $I_{0,1}$  — функция Бесселя. На рис. 1 пред-

ставлены зависимости фазовой скорости от частоты, полученные из решения (1) для различных геометрических параметров. Для сравнения на рис. 1 изображена дисперсия основной моды  $E_{01}$  круглого волновода с диэлектрической втулкой, параметры которой обеспечивают широкую полосу усиления для ДЧМ трехсантиметрового диапазона длин волн при энергии электронов порядка 600 кэВ [1]. Здесь очень существенно то, что для волновода с диэлектриком имеет место довольно слабая дисперсия при значительной степени заполнения (отношение внутреннего радиуса втулки к радиусу волновода  $a/b = 0.5$ ). Для диафрагмированного волновода при  $a/b = 0.5$  дисперсия очень сильная (кривая 1). При уменьшении степени заполнения (и одновременном увеличении радиуса волновода, так чтобы фазовые скорости порядка 0.8–0.9 с приходились на трехсантиметровый диапазон) дисперсия становится слабее, а примерно такой же, как для волновода с диэлектриком, она делается лишь при очень малом заполнении сечения диафрагмами ( $a/b = 0.9$ , кривая 3).

Между тем в [1] было отмечено, что значительная степень заполнения сечения волновода диэлектриком является важным условием для достижения широкой полосы усиления в ДЧМ. В противном случае масштаб локализации синхронной поверхностной волны много меньше размера пролетного канала, так что связь пучка и волны экспоненциально падает с ростом частоты, и усиление пропадает. Как видно из рис. 1, для диафрагмированного волновода значительное заполнение несовместимо с требованием слабой дисперсии — другим необходимым условием широкополосности. Отсюда можно заключить, что достижимые значения ширины полосы усиления в этой структуре будут не очень велики.

Для определения конкретных количественных значений получим дисперсионное уравнение для системы с трубчатым электронным пучком. Будем считать пучок полностью замагниченным, моноэнергетическим и бесконечно тонким. В линейном приближении условие на радиальную производную продольной компоненты электрического поля  $E_z$  на поверхности пучка имеет вид

$$\left\{ r \frac{dE_z}{dr} \right\}_{r=r_b} = - \frac{2I_b}{\beta \gamma^3 I_A} \frac{q^2}{(k - \beta h)^2} E_z(r_b), \quad (2)$$

где  $r_b$  — радиус пучка,  $\beta$  — безразмерная скорость,  $\gamma = (1 - \beta^2)^{-1/2}$  — релятивистский фактор,  $I_b$  — ток пучка,

$I_A = mc^3/e = 17 \text{ кА}$ ,  $e$ ,  $m$  — заряд и масса электрона,  $\{\}$  обозначает скачок величины. Сшивая решения волнового уравнения для электрического вектора Герца и используя (2), приходим к следующему окончательному результату:

$$\left[ \frac{I_1(qa)}{I_0(qa)} - \frac{q F_1(ka, kb)}{k F_0(ka, kb)} \right] (k - \beta h)^2 =$$

$$= \frac{2q^2 I_b}{\beta \gamma^3 I_A} \frac{I_0(qr_b)}{I_0(qa)} \left[ \mathcal{F}_1(qa, qr_b) - \frac{q F_1(ka, kb)}{k F_0(ka, kb)} \mathcal{F}_0(qa, qr_b) \right]. \quad (3)$$

Здесь  $\mathcal{F}_0(x, y) \equiv I_0(x)K_0(y) - I_0(y)K_0(x)$ ,  $\mathcal{F}_{x,y} \equiv I_1(x)K_0(y) + I_0(y)K_1(x)$ ,  $K_{0,1}$  — функция Бесселя. Следует заметить, что дисперсионное уравнение (3) является, как можно убедиться, частным случаем более общего уравнения, полученного в [4], в котором учтены и пространственные гармоники, и конечная толщина диафрагм, и энергетический разброс электронов.

На рис. 2 приведены результаты численного решения уравнения (3) для тех же параметров, что и на рис. 1, при фиксированных значениях тока пучка, энергии электронов

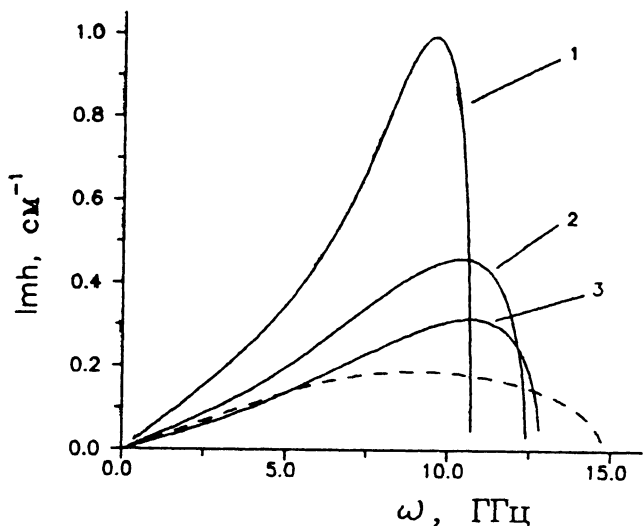
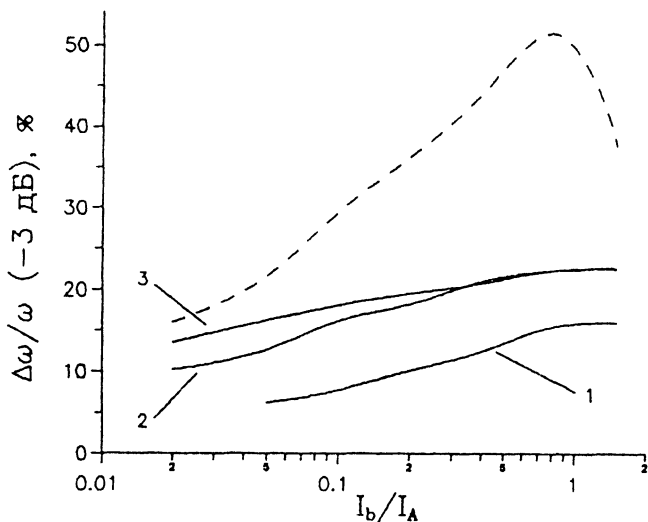


Рис. 2. Зависимости пространственных инкрементов от частоты для различных геометрий в системе с трубчатым пучком. Параметры диафрагмированного волновода (сплошные кривые) и волновода с диэлектриком (пунктир) те же, что и на рис. 1. Параметры пучка для всех кривых:  $\gamma = 2.2$ ,  $I_b/I_A = 0.4$ ,  $r_b = a - 2 \text{ мм}$ .



**Рис. 3.** Зависимости ширины полосы усиления по уровню  $-3$  дБ от тока пучка для периодических (сплошные кривые) и диэлектрической (пунктир) структур. Для всех кривых параметры те же, что на рис. 2. Максимальное усиление  $G = 40$  дБ.

и расстояния до поверхности диафрагм. Здесь же приведено и решение дисперсионного уравнения ДЧМ для трубчатого пучка в волноводе с диэлектрической втулкой [1]. Видно, что в случае диэлектрического волновода (пунктирная кривая) зависимость пространственного инкремента от частоты намного более пологая, чем для диафрагмированного волновода. При значительном заполнении волновода диафрагмами и небольшом радиусе (кривая 1) интенсивность взаимодействия велика, и максимум кривой весьма острый. При малой степени заполнения и большем радиусе инкремент более плавно подходит к максимуму со стороны низких частот, но со стороны высоких частот, как и следовало ожидать, резко спадает.

Наиболее наглядным будет сравнение значений ширины полосы усиления по уровню  $-3$  дБ, которые можно определить по зависимостям инкремента от частоты, задаваясь величиной максимального коэффициента усиления  $G$ . В предположении, что  $G$  велико, из формул для коэффициента усиления ЛБВ [5] легко получить

$$\frac{\Delta(\text{Im}h)}{(\text{Im}h)_m} \approx \frac{3}{G[\text{dB}] + \alpha}, \quad (4)$$

где  $\Delta(\text{Im}h)$  — разность между максимальным инкрементом  $(\text{Im}h)_m$  и инкрементом, соответствующим границе полосы по уровню  $-3$  дБ, а  $\alpha$  — коэффициент, равный 9.5 в режиме малого пространственного заряда или 6.0 в режиме большого пространственного заряда. С использованием формулы (4) получены кривые, представленные на рис. 3 в виде зависимостей ширины полосы усиления от тока пучка для тех же прочих параметров, что и на рис. 2, и  $G = 40$  дБ. Здесь хорошо видно качественное и количественное отличие усилителей на диэлектрическом и периодическом волноводе. Качественное отличие состоит в том, что для диафрагмированного волновода нет максимума в зависимости ширины полосы от тока. Это естественно объясняется наличием границы полосы пропускания, — в отличие от ДЧМ, сдвиг полосы усиления в сторону высоких частот при увеличении тока имеет конечный предел, так что степень связи пучка с волной не уменьшается. Но главное отличие здесь, конечно, количественное. Максимальные значения ширины полосы для периодических структур (в случае слабой дисперсии) имеют порядок 20%, тогда как в ДЧМ они достигают 50% при тех же параметрах пучка.

Таким образом, даже при более слабой дисперсии периодические замедляющие структуры не в состоянии конкурировать с диэлектрическими в смысле возможности обеспечения широкой полосы усиления в релятивистском черенковском усилителе. Причина этого состоит в том, что для периодических волноводов требование слабой дисперсии при релятивистских фазовых скоростях оказывается несовместимым с требованием существенного заполнения поперечного сечения волновода, так что поле синхронной волны заметно уменьшается с частотой. Поэтому можно ожидать, что потребности в развитии сверхмощных широкополосных усилителей будут стимулировать дальнейшие исследования ДЧМ на сильнооточных пучках, направленные, в частности, на преодоление проблем, вызванных наличием диэлектрика, для освоения длинноимпульсных и частотно-периодических режимов работы.

Автор признателен С.Д. Коровину за стимулирующую дискуссию. Работа была выполнена при частичной поддержке Международного научного фонда и правительства Российской Федерации, грант № NYD300.

## Список литературы

- [1] *Shlapakovskii A.S., Chirko K.A.* // IEEE Trans. Plasma. Sci. 1994. V. 22. N 5. P. 544-546.
- [2] *Bunkin V.V., Gaponov-Grekhov A.V., Eltchaninov A.S. et al.* // BEAMS 92. Proc. 9th Int. Conf. High-Power Particle Beams. 1992. V. 1. P. 195-202.
- [3] *Вайнштейн Л.А.* Электромагнитные волны. М.: Радио и связь, 1988. 440 с.
- [4] *Brandt H.E., Uhm H.S.* // IEEE Trans. Plasma Sci. 1985. V. 13. P. 553-558.
- [5] *Шевчик В.Н., Трубецков Д.И.* Аналитические методы расчета в электронике СВЧ. М.: Сов. радио, 1970. 584 с.

Поступило в Редакцию  
13 мая 1996 г.

