

09

## Сверхширокополосное усиление в диэлектрическом черенковском лазере коаксиальной конфигурации

© А.С. Шлапаковский

Научно-исследовательский институт ядерной физики при Томском политехническом институте им. С.М.Кирова, 634061 Томск, Россия

(Поступило в Редакцию 9 ноября 1995 г.)

В качестве замедляющей структуры диэлектрического черенковского лазера рассматривается коаксиальный волновод, частично заполненный диэлектриком. Основная мода этого волновода имеет очень слабую дисперсию при фазовых скоростях, близких к скорости света, поэтому при взаимодействии с релятивистским электронным пучком возможна очень широкая полоса усиления. Получено дисперсионное уравнение для бесконечно тонкого трубчатого пучка в коаксиальном волноводе с диэлектрической втулкой, прилегающей либо к внешней, либо к внутренней проводящей поверхности. На основании численного решения дисперсионного уравнения исследуются зависимости ширины полосы усиления от параметров электронного пучка и замедляющей системы и проводится сравнение с аналогичными зависимостями для традиционной конфигурации диэлектрического черенковского лазера. Обсуждаются конструктивные особенности коаксиальной конфигурации, допускающие оригинальные подходы к проблемам согласования СВЧ сигнала на входе и выходе системы.

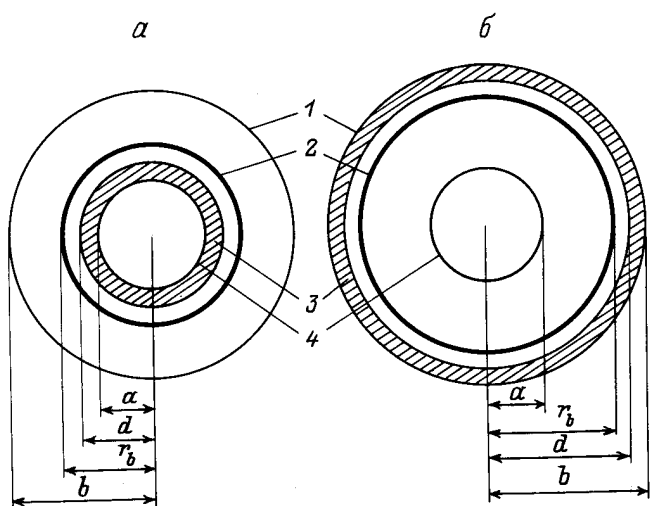
### Введение

Диэлектрический черенковский лазер (ДЧМ) выделяется среди всего разнообразия приборов релятивистской СВЧ электроники сверхбольших мощностей возможностью достижения очень больших значений полосы усиления. 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 самого широкополосного прибора классической вакуумной СВЧ электроники — спиральной лампы бегущей волны. В работе [1] было показано, что широкая полоса усиления в ДЧМ получается лишь при определенном выборе параметров электронного пучка и замедляющей системы и значения относительной ширины полосы по уровню  $-3$  дБ могут достигать  $40-50\%$  при максимальном усилении  $40$  дБ в трехсантиметровом диапазоне длин волн для значений энергии электронов и тока пучка ( $300-600$  кэВ,  $2-10$  кА), характерных для сильноточных ускорителей прямого действия. Эти цифры были получены на основании численного решения дисперсионного уравнения ДЧМ для обычной геометрии, которая имела место в большинстве экспериментальных исследований ДЧМ на сильноточном пучке [2-6], — тонкий трубчатый пучок в круглом металлическом волноводе с диэлектрической втулкой. Представляет интерес, однако, исследование и другой возможной конфигурации ДЧМ — коаксиальной.

Коаксиальная геометрия ДЧМ рассматривалась в работе [7], в которой приближенно анализировалось дисперсионное уравнение для случая, когда обе проводящие поверхности коаксиала, и внешняя, и внутрен-

няя, нагружены диэлектриком. Недавно такая геометрия была реализована и в эксперименте [8]. Особенности коаксиальной конфигурации ДЧМ по сравнению с традиционной можно подразделить на три вида. Один вид — это физические особенности общего характера, которые отмечались в [7]: возможность значительного увеличения кинетической мощности электронного пучка за счет возрастания предельного тока, а также уменьшение напряженности электрического поля на поверхности диэлектрика при данной СВЧ мощности. Другой вид — это конструктивные особенности: наличие внутреннего стержня усложняет конструкцию, но зато облегчает проблему сброса пучка; в том случае, если диэлектрик имеется только на внутренней поверхности коаксиала, пучок может быть высажен на внешнюю в любом месте независимо от наличия диэлектрика в данном сечении. Кроме того, в коаксиальной геометрии возможны оригинальные конструкции устройств вывода и ввода СВЧ энергии. И наконец, третий вид особенностей — это особенности, связанные с характером дисперсии основной электромагнитной моды коаксиального частично заполненного волновода — "квази-ТЕМ"-волны.

"Квази-ТЕМ"-волна подобно ТЕМ-волне в коаксиале с однородным заполнением не имеет критической частоты, но в отличие от нее имеет  $E_z$  — составляющую поля и обладает дисперсией [9]. В пределе высоких частот ее фазовая скорость стремится к  $c/\sqrt{\epsilon}$ , где  $\epsilon$  — диэлектрическая проницаемость, а при частоте, стремящейся к нулю, принимает максимальное значение  $v_{\max} < c$ . При этом величина  $v_{\max}$  определяется степенью заполнения волновода, она тем ближе к  $c$ , чем меньше пространство занято диэлектриком. Благодаря такой дисперсии, черенковское взаимодействие "квази-ТЕМ"-волны с электронным пучком зависит от соотношения между скоростью  $v_{\max}$  и скоростью пучка  $u$ . В случае, когда  $u$  заметно меньше  $v_{\max}$ , коаксиальная и традиционная configura-



**Рис. 1.** Поперечное сечение области взаимодействия коаксиального ДЧМ. *a* — втулка на внутреннем проводнике, *b* — втулка на внешнем проводнике; 1 — внешний проводник, 2 — пучок, 3 — диэлектрик, 4 — внутренний проводник.

ции принципиально схожи. Если  $u > v_{\max}$ , то синхронизм между пучком и "квази-ТЕМ"-волной невозможен, что создает условия для возбуждения высшей моды, так что коаксиальная геометрия ДЧМ может быть использована для генерации коротковолнового излучения высокоэнергетичными пучками [10]. Если же скорость пучка близка к  $v_{\max}$ , то, наоборот, условие синхронизма с "квази-ТЕМ"-волной может выполняться в очень широком диапазоне частот. Именно эта особенность представляет интерес с точки зрения возможности получить сверхширокую полосу усиления в ДЧМ.

В настоящей работе рассматривается коаксиальная конфигурация ДЧМ с одной диэлектрической втулкой, прилегающей либо к внутренней (*a*), либо к внешней (*b*) проводящей поверхности. Геометрия системы представлена на рис. 1. В отличие от случая, когда диэлектриком нагружены обе поверхности [7,8],  $E_z$ -компонента поля "квази-ТЕМ"-моды не обобщается в нуль нигде внутри канала транспортировки пучка, поэтому в этой системе условия черенковского взаимодействия пучка и "квази-ТЕМ"-моды более благоприятны. В последующих разделах анализируется дисперсия "квази-ТЕМ"-моды в сравнении с основной модой  $E_{01}$  круглого волновода с диэлектрической втулкой, выводится дисперсионное уравнение для коаксиальной системы с бесконечно тонким трубчатым пучком, показанный на рис. 1, на основании численного решения дисперсионного уравнения исследуются зависимости ширины полосы усиления от параметров коаксиального ДЧМ в сравнении с такими же зависимостями для ДЧМ обычной геометрии и обсуждаются результаты этих исследований. Также обсуждаются конструктивные особенности и возможные конструкции устройств ввода и вывода СВЧ сигнала в широкополосном коаксиальном ДЧМ усилителе.

## 1. Дисперсия "квази-ТЕМ"-волны

Дисперсионные характеристики "квази-ТЕМ"-волны коаксиального волновода с диэлектриком исследованы достаточно подробно [9]. Здесь мы представим результаты расчетов зависимостей фазовой скорости от частоты в виде, удобном для сравнения с аналогичной характеристикой рабочей моды ДЧМ традиционной конфигурации — волны  $E_{01}$  круглого волновода с диэлектрической втулкой. Дисперсионное уравнение для аксиально-симметричных мод  $E$ -типа в коаксиале с диэлектриком на внутренней поверхности (обозначения геометрических размеров показаны на рис. 1) имеет вид

$$\frac{\varepsilon F_1(pd, pa)}{p F_0(pd, pa)} = \frac{1 F_1(qd, qb)}{q F_0(qd, qb)}, \quad (1)$$

где

$$F_0(x, y) \equiv J_0(x)Y_0(y) - J_0(y)Y_0(x),$$

$$F_1(x, y) \equiv J_1(x)Y_0(y) - J_0(y)Y_1(x),$$

$$\mathcal{F}_0(x, y) \equiv I_0(x)K_0(y) - I_0(y)K_0(x),$$

$$\mathcal{F}_1(x, y) \equiv I_1(x)K_1(y) + I_0(y)K_1(x),$$

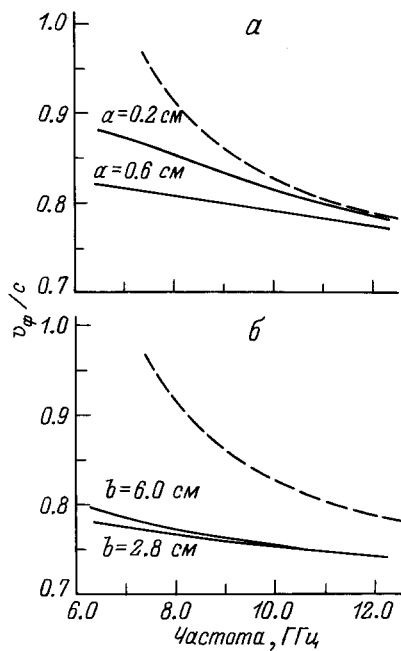
$$p^2 = \varepsilon \frac{\omega^2}{c^2} - k^2, \quad q^2 = k^2 - \frac{\omega^2}{c^2}, \quad (2)$$

$\omega$  — частота;  $k$  — продольное волновое число;  $J_{0,1}$ ,  $Y_{0,1}$ ,  $I_{0,1}$  и  $K_{0,1}$  — функции Бесселя.

В случае диэлектрика на внешней поверхности коаксиала дисперсионное уравнение получается из (1) взаимной заменой  $a$  на  $b$  и  $b$  на  $a$ . Если после этого  $a$  устремить к нулю, то получится уравнение для волновода с диэлектрической втулкой.

На рис. 2 представлены результаты расчета фазовой скорости для случаев, когда одна и та же диэлектрическая втулка нагружает внутреннюю либо внешнюю поверхность коаксиала, а также поверхность круглого волновода. Параметры втулки выбраны такими же, для которых в работе [1] была продемонстрирована широкая полоса усиления ДЧМ традиционной геометрии в трехсантиметровом диапазоне длин волн. Сравнение с коаксиальной геометрией особенно наглядно, когда диэлектрик прилегает к внешней поверхности коаксиала (рис. 2, *a*), при этом традиционная геометрия является частным случаем  $a \rightarrow 0$ . Видно, что при малом радиусе внутреннего проводника на частотах выше 10 ГГц дисперсия мод  $E_{01}$  и "квази-ТЕМ" почти одинакова. На частотах ниже 10 ГГц дисперсия "квази-ТЕМ"-моды гораздо слабее, чем у  $E_{01}$ , но сама по себе она довольно значительна. Если же радиус внутреннего стержня относительно велик, то дисперсия становится очень слабой в широком частотном диапазоне.

Еще слабее дисперсия "квази-ТЕМ"-волны коаксиального волновода с диэлектриком на внутренней поверхности. Сравнивая рис. 2, *a* и *b*, легко заметить, что при одной и той же величине зазора между поверхностями проводника и диэлектрика ее фазовая скорость несколько



**Рис. 2.** Зависимости фазовой скорости от частоты. Штриховая кривая — мода  $E_{01}$  волновода с диэлектрической втулкой, сплошные кривые:  $a$  — ”квази- $TEM$ ”-мода коаксиала с втулкой на внешней поверхности при разных радиусах внутреннего стержня,  $b$  — ”квази- $TEM$ ”-мода коаксиала с втулкой на внутреннем стержне при разных радиусах внешней поверхности. Параметры втулки фиксированы: внешний радиус 2 см, внутренний 1 см,  $\varepsilon = 2$ .

меньше, а дисперсия намного слабее, чем в случае диэлектрика на внешней поверхности. Видно, что для кривой  $b = 2.8$  см на рис. 2,  $b$  фазовая скорость почти не меняется в диапазоне октавы. Между тем величина зазора (8 мм) вполне достаточна для транспортировки пучка. При взаимодействии пучка с модой  $E_{01}$ , чья дисперсия показана на рис. 2 штриховой кривой, ширина полосы усиления, как следует из [1], может достигать 40–50%. Естественно поэтому предположить, что ДЧМ усилитель коаксиальной конфигурации с рабочей модой ”квази- $TEM$ ” может иметь полосу еще более широкую. Чтобы проверить это предположение, необходимо получить и исследовать дисперсионное уравнение для системы с пучком.

## 2. Дисперсионное уравнение системы с пучком

Будем рассматривать систему, представленную на рис. 1, в которой трубчатый и электронный пучок радиуса  $r_b$  с током  $I_b$  предполагается моноэнергетическим, полностью замагниченным и бесконечно тонким. В такой постановке в отличие от [7] учитывается еще и конечное расстояние между пучком и поверхностью диэлектрика. Считаем электромагнитные поля и возмущения плотности и скорости пучка аксиально-

симметричными, пропорциональными  $\exp\{i(kz - \omega t)\}$ . Из уравнений Максвелла и релятивистской гидродинамики в линейном приближении следуют уравнения и условия на поверхности пучка, которым подчиняется продольная составляющая электрического поля  $E_z(r)$  [11],

$$\frac{1}{r} \frac{d}{dr} \left( r \frac{dE_z}{dr} \right) + p^2 E_z = 0 \quad \text{в диэлектрике,}$$

$$\frac{1}{r} \frac{d}{dr} \left( r \frac{dE_z}{dr} \right) - q^2 E_z = 0 \quad \text{в вакууме,}$$

$$\{E_z\}_{r=r_b} = 0, \quad \left\{ \frac{dE_z}{dr} \right\}_{r=r_b} = - \frac{q^2}{(\omega - ku)^2} \frac{2eI_b}{\gamma^3 m u r_b} E_z(r_b). \quad (3)$$

Здесь  $\gamma = (1 - u^2/c^2)^{-1/2}$  — релятивистский фактор пучка;  $e$ ,  $m$  — заряд и масса покоя электрона;  $p$  и  $q$  обозначены в (2), а знак  $\{ \}$  обозначает скачок величины. Условия на поверхности пучка имеют вид

$$\{E_z\}_{r=d} = 0, \quad \left. \frac{\varepsilon}{p^2} \frac{dE_z}{dr} \right|_{r=d \pm 0} = - \left. \frac{1}{q^2} \frac{dE_z}{dr} \right|_{r=d \mp 0} \quad (4)$$

(верхний знак в индексах соответствует расположению втулки на внешней, а нижний — на внутренней поверхности коаксиала). С учетом условия  $E_z = 0$  на проводящих поверхностях запишем решения для  $E_z(r)$  в различных областях.

Для диэлектрика на внутреннем проводнике

$$E_z = \begin{cases} AF_0(pr, pa), & a < r < d, \\ BI_0(qr) + CK_0(qr), & d < r < r_b, \\ DF_0(qr, qb), & r_b < r < b. \end{cases} \quad (5)$$

Если же диэлектрик прилегает к внешней поверхности, то получаются следующие решения:

$$E_z = \begin{cases} AF_0(pr, pb), & d < r < b, \\ BI_0(qr) + CK_0(qr), & r_b < r < d, \\ DF_0(qr, qa), & a < r < r_b. \end{cases} \quad (6)$$

Подставляя граничные условия (3), (4) в (5) и (6), можно после несложных преобразований вывести соответствующие дисперсионные уравнения. Конечный результат для случая диэлектрика на внутренней поверхности имеет вид

$$\begin{aligned} & \left[ \frac{1}{p} \frac{F_1(pd, pa)}{F_0(pd, pa)} - \frac{1}{\varepsilon q} \frac{F_1(qd, qb)}{F_0(qd, qb)} \right] (\omega - ku)^2 \\ & = \frac{2eI_b}{\gamma^3 m u} q^2 \mathcal{F}_0(qb, qr_b) \frac{\mathcal{F}_0(qd, qr_b)}{\mathcal{F}_0(qd, qb)} \\ & \times \left[ \frac{1}{p} \frac{F_1(pd, pa)}{F_0(pd, pa)} - \frac{1}{\varepsilon q} \frac{F_1(qd, qr_b)}{\mathcal{F}_0(qd, qr_b)} \right]. \quad (7) \end{aligned}$$

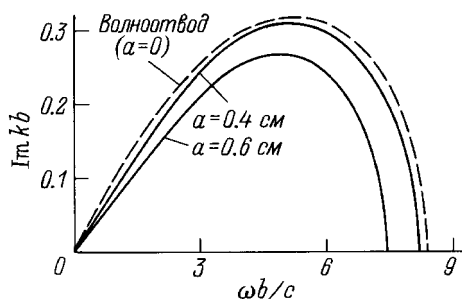
Дисперсионное уравнение коаксиального ДЧМ с диэлектриком на внешней поверхности получается из (7)

путем взаимной замены  $a$  на  $b$  и  $b$  на  $a$ , а также изменения знака в правой части. При этом в пределе  $a \rightarrow 0$  получается дисперсионное уравнение ДЧМ традиционной конфигурации [11,12]. В отсутствие пучка ( $I_b = 0$ ) в уравнение (7) переходит в (1).

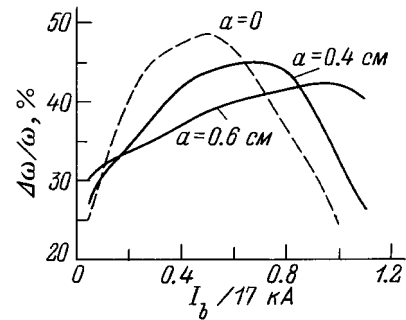
### 3. Исследование дисперсионного уравнения

Полученное дисперсионное уравнение (7) исследовалось численно. Приближенное аналитическое рассмотрение [7] не позволяет определить ширину полосы усиления и, кроме того, непригодно для практически интересных случаев, когда непосредственного синхронизма "квази-ТЕМ"-волны с пучком ( $\omega = ku$ ) нет либо усиление происходит на частотах, очень далеких от синхронизма. Как уже отмечалось в разделе 1, сравнение ДЧМ обычной и коаксиальной конфигурации удобно производить для случая диэлектрика на внешней поверхности, варьируя радиус внутреннего проводника. Поэтому сначала остановимся на этом случае.

На рис. 3 приведены результаты численного решения уравнения (7) для диэлектрической втулки с такими же параметрами, как на рис. 2, и электронного пучка с  $\gamma = 2$  и током  $I_b = 10.2$  кА, пролетающего на расстоянии 2 мм от поверхности диэлектрика. Видно, что с увеличением радиуса внутреннего проводника пространственные инкременты постепенно уменьшаются (при  $a < 0.4$  см в данном случае практически нет различий между коаксиальной и обычной геометрией), а полоса усиления смещается в сторону меньших частот, сужаясь как по абсолютному, так и по относительному значениям. Важно отметить, что для волновода с диэлектрической втулкой частота черенковского синхронизма сравнительно недалеко отстоит от частоты, соответствующей максимуму инкремента, тогда как для коаксиала с  $a = 0.4$  см частота синхронизма в 2.4 раза меньше, чем частота максимума инкремента, а при  $a = 0.6$  см синхронизма нет вообще, так как при этом  $u > v_{\max}$ .



**Рис. 3.** Зависимости пространственного инкремента от частоты для пучка в волноводе с диэлектриком (штриховая кривая) и в коаксиале с диэлектриком на внешней поверхности (сплошные кривые) при разных радиусах внутреннего проводника. Параметры диэлектрической втулки и электронного пучка фиксированы:  $\epsilon = 2$ ,  $b = 2$  см,  $d = 1$  см,  $r_b = 0.8$  см,  $I_b = 10.2$  кА,  $\gamma = 2$ .



**Рис. 4.** Зависимости ширины полосы усиления по уровню  $-3$  дБ от тока пучка. Прочие параметры пучка и замедляющих систем те же, что и для рис. 3. Максимальный коэффициент усиления 40 дБ. Штриховая кривая — волновод, сплошные — коаксиал с диэлектриком на внешней поверхности.

Значения ширины полосы усиления по уровню  $-3$  дБ можно определить по зависимостям инкремента от частоты  $\text{Im } k(\omega)$ , задаваясь величиной максимального коэффициента усиления  $G$ . В предположении, что  $G$  велико, из формул для коэффициента усиления лампы с бегущей волной (ЛБВ) [13] легко получить

$$\frac{\Delta(\text{Im } k)}{(\text{Im } k)_m} \approx \frac{3}{G[\text{дБ}] + \alpha}. \quad (8)$$

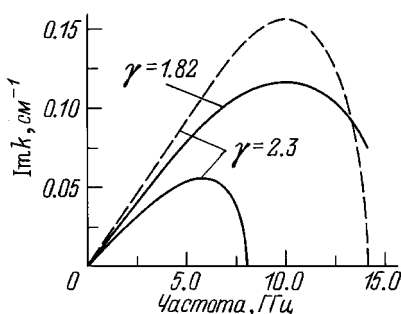
Здесь  $\Delta(\text{Im } k)$  — разность между максимальным пространственным инкрементом  $(\text{Im } k)_m$  и инкрементом, соответствующим границе полосы по уровню  $-3$  дБ;  $\alpha$  — коэффициент, значение которого лежит между 6.0 и 9.5 в зависимости от тока пучка (9.5 — в пределе малого пространственного заряда, 6.0 — в обратном пределе). Использование формулы (8) позволяет провести еще более наглядное сравнение традиционной и коаксиальной конфигураций ДЧМ.

На рис. 4 представлены зависимости ширины полосы усиления от тока пучка при максимальном усилении 40 дБ. Совокупности параметров, соответствующие трем приведенным кривым, здесь такие же, как и для рис. 3. Абсолютная величина погрешности определения полосы, связанная с неопределенностью коэффициента  $\alpha$  в (8), везде составляет 1–2%. Видно, что наибольшее значение полосы усиления может быть здесь получено в традиционной конфигурации. При введении внутреннего проводника зависимость полосы от тока становится более пологой, а величина максимума этой зависимости уменьшается. Полоса усиления коаксиального ДЧМ оказывается шире, чем у обычного, при больших, а также при малых токах пучка. Важно иметь в виду, что изменение тока пучка приводит не только к изменению ширины полосы, но и к существенному изменению центральной частоты и самих инкрементов (т.е. к значительному изменению длины, на которой достигается заданный коэффициент усиления). При малых токах инкременты в коаксиальном ДЧМ очень малы, особенно для случая  $a = 0.6$  см, когда отсутствует синхронизм. Максимум ин-

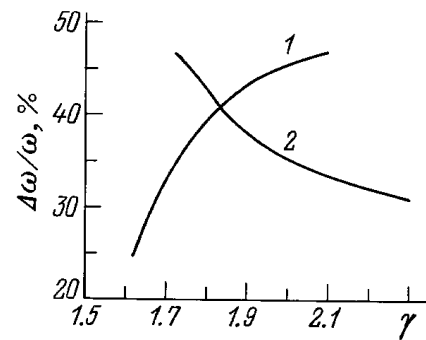
кремента в зависимости от тока приближенно совпадает с максимумом ширины полосы.

Рис. 4 является основной иллюстрацией полосовых свойств коаксиального ДЧМ в сравнении с обычным. Более слабая дисперсия рабочей моды в коаксиальной конфигурации играет свою роль только при малых токах пучка. В этой области токов (для параметров рис. 4  $< 2$  кА) полоса усиления в коаксиальном случае шире, чем в обычном. Но само значение полосы при этом не очень велико. Это связано с тем, что в этом случае полоса усиления коаксиального ДЧМ находится в области низких частот, а для низких частот очень малы значения пространственных инкрементов. Хорошо известно, что при низких частотах инкремент черенковской неустойчивости (так же как и спектральная интенсивность спонтанного черенковского излучения) убывает прямо пропорционально убыванию частоты. Поэтому большие значения ширины полосы не достигаются, несмотря на очень слабую дисперсию.

С увеличением тока происходит смещение полосы усиления в область более высоких частот. При этом разница в характере дисперсии "квази-ТЕМ"-моды и моды  $E_{01}$  волновода с диэлектрической втулкой становится уже не столь заметной (рис. 2, а), а так как центральная частота для коаксиального случая остается еще заметно ниже, чем для обычного, то максимальная полоса усиления достигается в обычной конфигурации. Наконец, при очень больших токах (для параметров рис. 4  $> 10$  кА) коаксиальная конфигурация получает по полосе значительное преимущество. Но связано это уже не с характером дисперсии, а с тем, что частотный сдвиг достигает величины, при которой становится существенным экспоненциальное спадание поля внутри канала распространения пучка. На высоких частотах из-за конечного расстояния между пучком и диэлектриком связь пучка и волны начинает резко уменьшаться, что приводит к сужению полосы. В коаксиальном случае поле внутри канала распространения перераспределя-



**Рис. 5.** Зависимости пространственного инкремента от частоты.  $I_b = 5.1$  кА,  $\epsilon = 2$ . Штриховая кривая — коаксиал со втулкой на внешней поверхности ( $b = 2$  см,  $d = 1.2$  см,  $a = 0.4$  см,  $r_b = 1$  см,  $\gamma = 2.3$ ); сплошные кривые — коаксиал с такой же втулкой на внутренней поверхности при таких же расстояниях пучок–диэлектрик и пучок–проводник ( $b = 2.8$  см,  $d = 2$  см,  $a = 1.2$  см,  $r_b = 2.2$  см,  $\gamma = 2.3$  и 1.82).

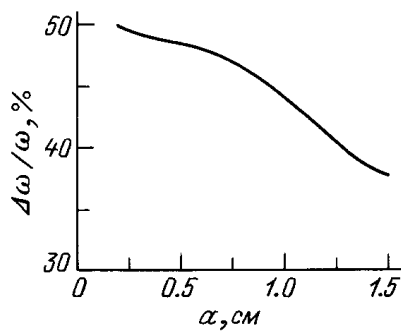


**Рис. 6.** Зависимости ширины полосы усиления по уровню  $-3$  дБ (максимальное усиление 40 дБ) коаксиального ДЧМ с втулкой на внутренней поверхности от энергии электронов.  $\epsilon = 2$ ,  $b = 2.8$  см,  $d = 2$  см,  $r_b = 2.2$  см. Центральная частота поддерживается постоянно (10 ГГц) за счет изменения тока при  $a = 1.2$  см (1), изменения  $a$  при  $I_b = 5.1$  кА (2).

ется, так что этот эффект начинает сказываться при частотах, тем больших, чем меньше поперечный размер канала. Поэтому при больших токах полоса усиления в коаксиале с большим радиусом внутренней стрелы оказывается намного шире, чем в обычной геометрии.

Перейдем теперь к исследованию случая, когда диэлектриком нагружена внутренняя проводящая поверхность коаксиала. На рис. 5 приведены зависимости инкремента от частоты, которые позволяют сравнить этот случай со случаем диэлектрика на внешней поверхности. Для этого выбраны геометрии с одинаковыми диэлектрическими втулками, одинаковой величиной зазора между диэлектриком и ненагруженным проводником, одинаковым расстоянием между пучком и диэлектриком, при одинаковых токе и энергии пучка. Сравнивая сплошную и штриховую кривые с  $\gamma = 2.3$  на рис. 5, можно заключить, что, хотя и центральная частота, и инкремент неустойчивости намного выше для случая диэлектрика на внешней поверхности, относительная ширина полосы для этих случаев примерно одинакова. Расчет по формуле (8) дает даже несколько большее значение для диэлектрика на внутренней поверхности. Поскольку для сравниваемых геометрий одной и той же частоте "квази-ТЕМ"-моды соответствуют различные фазовые скорости, то представляет интерес изменить энергию электронного пучка в случае диэлектрика на внутренней поверхности так, чтобы максимум инкремента пришелся на ту же частоту, что и для штриховой кривой на рис. 5 (10 ГГц). Такое совпадение достигается при  $\gamma = 1.82$ . Соответствующая кривая показывает, что при этом полоса усиления в конфигурации с диэлектриком на внутренней поверхности становится значительно шире, чем для диэлектрика на внешней поверхности, а величина инкремента остается несколько меньше.

Разумеется, изменить диапазон усиливаемых частот ДЧМ можно не только изменением энергии электронов. Сильно влияет на частоту изменение параметров диэлектрической втулки, а также изменение тока пучка.



**Рис. 7.** Зависимость ширины полосы по уровню  $-3$  дБ (максимальное усиление  $40$  дБ) для коаксиала с втулкой на внутреннем проводнике от внутреннего радиуса втулки при постоянной толщине втулки ( $d - a = 8$  мм) и зазоре пучок-диэлектрик ( $r_b - d = 2$  мм).  $\varepsilon = 2$ ,  $b = 2.8$  см,  $\gamma = 1.82$ ,  $I_b = 5.1$  кА.

Одна и та же центральная частота может быть получена при различных энергиях пучка, если вместе с энергией изменять еще и эти параметры. Представляет интерес установить, как при этом меняется полоса усиления. На рис. 6 приведены зависимости ширины полосы от энергии электронов, когда центральная частота поддерживается постоянной. Точка пересечения соответствует кривой  $\gamma = 1.82$  на рис. 5.

Видно, что характер двух кривых противоположен. Кривая 1 хорошо иллюстрирует то положение, что при малых токах ширина полосы мала. Диапазон изменения тока в пределах кривой 1 от  $170$  А (при  $\gamma = 1.62$ ) до  $25$  кА (при  $\gamma = 2.1$ ). Увеличение энергии одновременно с током приводит к расширению полосы, однако для поддержания центральной частоты на уровне  $10$  ГГц при больших  $\gamma$  требуются очень большие токи, а полоса при этом меняется слабо. Если же центральная частота поддерживается при фиксированном токе за счет изменения толщины диэлектрика, то при увеличении энергии полоса, наоборот, сужается из-за того, что уменьшается степень заполнения волновода [1]. В пределах кривой 2 внутренний радиус втулки меняется от  $1.0$  до  $1.5$  см.

Если при больших энергиях кривая 2 на рис. 6 может продолжаться без ограничений (при этом  $a$  будет стремиться к  $d$ ), то с противоположной стороны она имеет естественным пределом ситуацию волновода с диэлектрическим стержнем радиуса  $d$ . Интересно определить, как будет меняться ширина полосы усиления, если внутренний радиус втулки изменять одновременно с внешним, сохраняя неизменной ее толщину. Результат такого расчета представлен на рис. 7. Радиус пучка при этом тоже изменялся, так что расстояние между пучком и диэлектриком сохранялось равным  $2$  мм. В этом случае частота, соответствующая максимуму усиления, меняется очень слабо, для параметров рис. 7 она составляет  $\approx 10$  ГГц. А вот полоса усиления существенно расширяется при уменьшении размера втулки, несмотря на то что степень заполнения волновода при этом снижается.

#### 4. Конструктивные особенности

Таким образом, геометрия с нагруженной диэлектриком внутренней поверхностью коаксиала по сравнению со случаем втулки на внешней поверхности позволяет получать более широкую полосу усиления при меньших энергиях пучка, правда, с несколько меньшими значениями инкремента неустойчивости. В то же время такая конфигурация чрезвычайно интересна из-за своих конструктивных особенностей. Во-первых, в ней легче решаются проблемы, связанные с формированием, транспортировкой и сбросом электронного пучка. При заданном токе и толщине пучок, распространяющийся снаружи втулки, имеет меньшую плотность тока, чем при распространении внутри, и, значит, его легче формировать и юстировать. Но главное удобство — это возможность сброса пучка в спадающем магнитном поле на внешнюю, ненагруженную металлическую поверхность. В ДЧМ необходим участок с плавно уменьшающейся толщиной диэлектрической втулки для согласования области взаимодействия и выходного СВЧ тракта. В традиционной конфигурации из-за того, что пучок не может быть высажен на диэлектрик, на этом участке продолжается взаимодействие пучка с волной, которое может привести к потере СВЧ энергии. Кроме того, образующаяся коллекторная плазма также может поглощать или отражать СВЧ энергию, значительная часть которой в традиционной конфигурации сосредоточена вблизи стенки волновода. В геометрии же с диэлектриком на внутреннем стержне взаимодействие может быть оборвано в любом месте независимо от наличия диэлектрика в данном сечении. Поэтому усиленный сигнал может без помех распространяться дальше по диэлектрику и согласующая секция может быть сколь угодно длинной. Коллекторная плазма в этом случае тоже будет образовываться далеко от диэлектрика.

Во-вторых, такая конструкция допускает оригинальные возможности для решения проблем ввода-вывода СВЧ. Металлический стержень, покрытый диэлектриком, представляет собой готовую линию передачи. Можно считать, что в коаксиальном ДЧМ на некотором участке этой линии происходит усиление сигнала. Действительно, в этом случае возможно избежать ограничений на длину такого диэлектрического волновода, связанных с наличием электронного пучка. Со стороны ввода для этого можно использовать схему генерации пучка, предложенную для триаксиального релятивистского клистрона [14], либо формировать пучок в компактном модуле линейного индукционного ускорителя. Что касается вывода, то стержень с диэлектрической оболочкой (или просто диэлектрический стержень) может служить непосредственно антенной [15]. Здесь важно заметить, что в широко применяемых диэлектрических антеннах используется несимметричная мода, которая создает остронаправленное излучение. Поэтому представляет большой интерес исследование коаксиального ДЧМ с несимметричной рабочей модой.

## Заключение

Исследована коаксиальная конфигурация ДЧМ с одной диэлектрической втулкой, которая нагружает либо внутреннюю, либо внешнюю проводящую поверхность. На основании численного решения полученного дисперсионного уравнения определены значения полосы усиления по уровню  $-3$  дБ в зависимости от параметров системы. Оказывается, с точки зрения расширения полосы коаксиальная конфигурация не лучше обычной, несмотря на значительно более слабую дисперсию рабочей "квази-ТЕМ"-моды. Тем не менее, как видно из приведенных зависимостей, достижимые значения полосы здесь такие же, как и в обычной конфигурации, — около 50% при максимальном усилении 40 дБ для токов пучка 5–10 кА и энергий 400–600 кэВ, так что коаксиальный волновод с диэлектрической втулкой может быть использован в качестве электродинамической системы широкополосного СВЧ усилителя. Коаксиальная конфигурация допускает более широкую полосу, чем обычная, если токи пучка очень велики (рис. 4). Геометрия с диэлектрической втулкой на внутреннем проводнике позволяет получить более широкую полосу усиления при меньших напряжениях, чем в случае диэлектрика на внешнем проводнике (для фиксированной центральной частоты). Кроме того, коаксиал с диэлектриком на внутренней поверхности — весьма привлекательная система с точки зрения конструктивных особенностей, так как она облегчает проблему сброса пучка и допускает оригинальные возможности ввода и вывода СВЧ сигнала.

Работа была выполнена при поддержке Международного научного фонда, грант № NYD000, а также совместный грант МНФ и правительства РФ № NYD300.

## Список литературы

- [1] *Shlapakovskii A.S., Chirko K.A.* // IEEE Trans. Plasma. Sci. 1994. Vol. 22. N 5. P. 544–546.
- [2] *Walsh J.E., Marshall T.C., Schlesinger S.P.* // Phys. Fluids. 1977. Vol. 20. N 4. P. 709–710.
- [3] *Диденко А.Н., Борисов А.Р., Фоменко Г.П., Штейн Ю.Г.* // Письма в ЖТФ. 1983. Т. 9. Вып. 1. С. 26–27.
- [4] *Main W., Cherry R., Garate E.* // Appl. Phys. Lett. 1989. Vol. 55. N 15. P. 1498–1500.
- [5] *Main W.T., Garate E., Weatherall J., Cherry R.* // IEEE Trans. Plasma. Sci. 1992. Vol. 20. N 3. P. 281–287.
- [6] *Fomenko G.P., Pelyodov A.G., Shlapakovskii A.S., Shtein Yu.G.* // Nucl. Instr. and Meth. Phys. Res. 1993. Vol. A331. P. 152–155.
- [7] *Garate E.P., Fisher A., Main W.T.* // IEEE Trans. Plasma Sci. 1990. Vol. 18. N 5. P. 831–836.
- [8] *Davis T.J., Schächter L., Nation J.A.* // IEEE Trans. Plasma Sci. 1994. Vol. 22. N 5. P. 504–510.
- [9] *Иларионов Ю.А., Раевский С.Б., Сморгонский В.Я.* Расчет гофрированных и частично заполненных волноводов. М.: Сов. радио, 1980. 200 с.
- [10] *Фоменко Г.П., Шлапаковский А.С.* // ЖТФ. 1989. Т. 59. Вып. 8. С. 145–146.
- [11] *Карбушев Н.И., Шлапаковский А.С.* // ЖТФ. 1989. Т. 59. Вып. 3. С. 161–168.
- [12] *Lemons D.S., Thode L.E.* // Phys. Rev. Lett. 1986. Vol. 56. N 25. P. 2684–2687.
- [13] *Шевчик В.Н., Трубецков Д.И.* Аналитические методы расчета в электронике СВЧ. М.: Сов. радио, 1970. 584 с.
- [14] *Friedman M., Serlin V.* // Proc. of SPIE. The Inter. Soc. for Optical Eng. / Ed. Howard E. Brandt. 1993. Vol. 1872. P. 2–8.
- [15] *Уолтер К.* Антенны бегущей волны. М., Энергия, 1970. 448 с.