

09

© 1991

ДИЭЛЕКТРИЧЕСКИЙ ЧЕРЕНКОВСКИЙ МАЗЕР КАК СВЕРХШИРОКОПОЛОСНЫЙ МОЩНЫЙ СВЧ УСИЛИТЕЛЬ

К.А. Ч и р к о, А.С. Ш л а п а к о в с к и й

Исследования диэлектрических черенковских мазеров (ДЧМ) лежат в русле современного развития релятивистской высокочастотной электроники [1]. В последние годы эти исследования успешно продолжались и расширялись как в плане продвижения во все более коротковолновый диапазон [2-4], так и в направлении получения сверхмощного выходного излучения [5-7]. Чрезвычайная простота диэлектрических замедляющих систем считается главным привлекательным свойством, стимулирующим изучение ДЧМ. В настоящем сообщении мы укажем на иную особенность, которая выделяет ДЧМ среди других приборов релятивистской СВЧ электроники, а именно сверхширокую полосу усиления при определенном выборе параметров волновода и электронного пучка.

Сверхширокополосность — это качество, присущее черенковским ЛВВ-усилителям с гладкой замедляющей системой, каковой при нерелятивистских фазовых скоростях является обычная спираль. Именно гладкие системы характеризуются очень слабой дисперсией в широком частотном диапазоне, что в первую очередь необходимо для усилителя с широкой полосой. При релятивистских фазовых скоростях такой тип дисперсии могут обеспечить диэлектрические волноводы из материала с небольшим значением диэлектрической проницаемости. До сих пор, однако, практически во всех экспериментах с ДЧМ применялись достаточно тонкие диэлектрические втулки или пленки, так что поперечный размер канала, в котором распространяется электронный пучок, был много больше рабочей длины волны. В такой геометрии связь пучка и волны экспоненциально ослабевает с ростом частоты, поэтому широкая полоса усиления не может быть достигнута. Между тем в обратном случае, когда коэффициент заполнения волновода диэлектриком не мал, размер пролетного канала меньше длины волны, степень связи пучка с волной практически не зависит от частоты, и значит, возможна сверхширокая полоса.

Для того чтобы определить, каких значений может достигать ширина полосы и как они зависят от тока и энергии пучка, рассмотрим дисперсионные уравнения ДЧМ для двух конфигураций: 1) в простейшей модели сплошного заполнения волновода и диэлектриком, и пучком, позволяющей получить аналитическое решение; 2) в близкой к реальности модели бесконечно тонкого трубчатого пучка в круглом волноводе с диэлектрической втулкой.

Дисперсионное уравнение для идеализированной системы, когда сплошной замагниченный пучок пронизывает диэлектрическую среду, рассматривалось еще в [8], где оно было сведено к характеристическому уравнению ЛБВ. Позднее оно было проанализировано применительно к ДЧМ ([9] и более подробно в [10]). Здесь мы обратим внимание на то, что это уравнение допускает вывод формул для ширины полосы усиления в явном виде.

Итак, решение уравнения

$$\omega^2 - \frac{c^2(\rho^2 + k^2)}{\varepsilon} - \frac{\Omega_b^2(\omega^2 - \frac{c^2 k^2}{\varepsilon})}{\varepsilon \gamma^3(\omega - k\omega)^2} = 0, \quad (1)$$

где ω - частота, k - продольное, ρ - поперечное волновое число, ε - диэлектрическая проницаемость, $\omega = \beta c$ - скорость электронов, $\gamma = (1 - \beta^2)^{-1/2}$, Ω_b - плазменная частота, ищется в виде

$$k = \frac{\omega}{\omega} (1 + \delta), \quad \delta \ll 1. \quad (2)$$

Вводя обозначения

$$\tilde{\delta} = \delta \frac{\varepsilon \gamma^3 (\rho \omega)^2}{2 \Omega_b^2}, \quad x = \frac{\varepsilon \gamma^3 (\rho \omega)^4}{4 \Omega_b^2 \omega^2}, \quad \zeta = \frac{(\varepsilon \beta^2 - 1) \varepsilon \gamma^3 (\rho \omega)^2}{4 \Omega_b^2}, \quad (3)$$

можно получить из (1) кубическое уравнение для $\tilde{\delta}$:

$$\tilde{\delta}^3 + \tilde{\delta}^2(x - \zeta) - \tilde{\delta}x + \zeta x = 0. \quad (4)$$

Расписывая дискриминант уравнения (4), находим, что ширина полосы усиления будет определяться из условия

$$\Delta(x \geq 0) < 0, \quad (5)$$

$$\Delta = x^3 \left(\frac{1}{4} - \zeta \right) + x^2 (1 - 5\zeta + 3\zeta^2) - x(3\zeta^3 + 2\zeta^2) + \zeta^4.$$

Анализируя (5) с учетом (3), легко записать выражения для границ области усиления. В одночастичном режиме ($\zeta \gg 1$) усиление есть в области частот

$$0 < \omega < \omega_s = \frac{\rho \omega}{\sqrt{\varepsilon \beta^2 - 1}}, \quad (6)$$

где ω_s - частота синхронизма электромагнитной моды с пучком. Максимальная ширина полосы достигается при $\zeta = 1/4$, когда

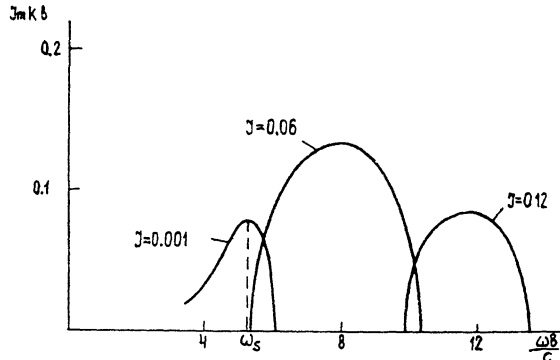


Рис. 1. Зависимости $Jmk(\omega)$ для разных токов пучка. $\varepsilon=2$, $\alpha/b=0.5$, $r_2/b=0.4$, $\gamma=1.6$.

$$0 < \omega < \sqrt{11} \omega_s. \quad (7)$$

Наконец, в коллективном режиме ($\zeta \ll 1$) усиление имеет место на частотах

$$\frac{\omega_s}{\sqrt{\zeta}} - \sqrt{2} \omega_s < \omega < \frac{\omega_s}{\sqrt{\zeta}} + \sqrt{2} \omega_s. \quad (8)$$

Таким образом, видно, что абсолютная ширина полосы растет по мере приближения скорости электронов к черенковскому порогу, а при фиксированном значении скорости будет максимальной при определенном значении тока пучка. Относительная же ширина при приближении к порогу и больших токах будет уменьшаться ($\Delta\omega/\omega_{cp} = 2\sqrt{2}\zeta$, если $\zeta \ll 1$). Из (5) следует, что при $\zeta \geq 1/4$ относительная ширина полосы уже не зависит от ζ . Однако здесь нужно иметь в виду, что, во-первых, длинноволновая часть полосы соответствует раскатке потенциальных возмущений в пучке, во-вторых, в одночастичном режиме максимум в зависимости $Jmk(\omega)$ тем острее, чем меньше ток, так что если считать относительную ширину полосы по уровню -3 дБ, то она будет уменьшаться с увеличением ζ . Следовательно, и относительная ширина достигает своего максимума при некотором оптимальном значении ζ , т.е. при оптимальном значении тока для данной скорости, или наоборот, причем, чем ближе скорость пучка к черенковскому порогу, тем меньшее значение тока соответствует максимуму полосы.

Уже из (8) можно сделать вывод, что относительная ширина полосы в ДЧМ может быть весьма велика (например, 100% при $\zeta=1/8$). Практический интерес, однако, представляют лишь численные расчеты полосы по уровню -3 дБ в модели, более близкой к реальным условиям.

2. Тру б ч а т ы й п у ч о к в в о л н о в о д е с д и э л е к т р и ч е с к о й в т у л к о й. Дисперсионное

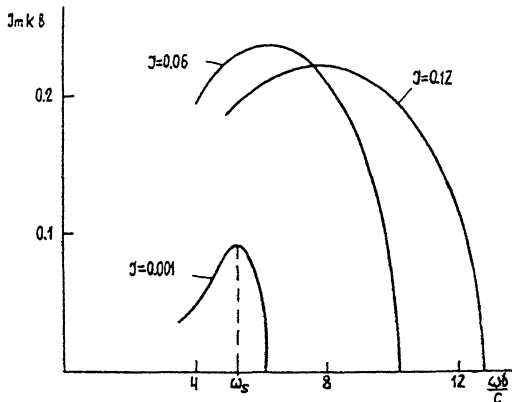


Рис. 2. То же, что на рис. 1. $r'_b/b=0.45$.

уравнение для бесконечно тонкого замагниченного пучка радиуса r'_b , распространяющегося внутри экранированного диэлектрического волновода внешнего радиуса b , и внутреннего радиуса a , имеет вид [6, 11]

$$\begin{aligned} & [(\omega - k\mu)^2 - 2J \frac{c^2 q^2}{\beta \gamma^3} I_0(qr'_b) K_0(qr'_b)] \left[\rho \frac{I_1(qa)}{I_0(qa)} - \varepsilon q F \right] = \\ & = 2J \frac{c^2 q^2}{\beta \gamma^3} I_0^2(qr'_b) \frac{k_0(qa)}{I_0(qa)} \left[\rho \frac{K_1(qa)}{K_0(qa)} + \varepsilon q F \right]. \end{aligned} \quad (9)$$

Здесь J — нормированный на 17 кА ток пучка, $q^2 = b^2 - \frac{\omega^2}{c^2}$,
 $\rho^2 = \varepsilon \frac{\omega^2}{c^2} - k^2$,

$$F = \frac{j_1(\rho a) Y_0(\rho b) - j_0(\rho b) Y_1(\rho a)}{j_0(\rho a) Y_0(\rho b) - j_0(\rho b) Y_0(\rho a)},$$

$J_{0,1}, Y_{0,1}, I_{0,1}, K_{0,1}$ — функции Бесселя. Некоторые результаты численного решения уравнения (9) для различных параметров приведены на рис. 1–3 в виде зависимостей пространственного инкремента нарастания колебаний от частоты.

Все кривые на рис. 1–3 получены для диэлектрической втулки с $\varepsilon = 2$ и отношением $a/b = 0.5$. Варьировались характеристики пучка: ток, радиус и энергия. Так, рис. 1 наглядно демонстрирует значительную зависимость ширины полосы от тока пучка: при его увеличении от 1 до 2 кА, полоса резко сужается. Что касается конкретных значений относительной ширины по уровню -3 дБ, то они, естественно, зависят от величины максимального коэффициента усиления. Легко показать, что для больших коэффициентов усиления G

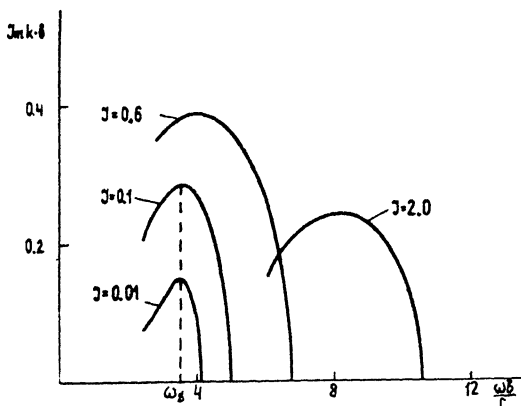


Рис. 3. То же, что на рис. 1. $\gamma=2.2$.

$$\frac{\Delta(Jmk)}{(Jmk)_m} = \frac{10 \ln 2 \lg e}{G(gb) + \alpha} \approx \frac{3}{G(gb) + \alpha}, \quad (10)$$

где $\Delta(Jmk)$ — разность между максимальным пространственным инкрементом $(Jmk)_m$ и инкрементом, соответствующим границе полосы по уровню -3 дБ, $\alpha \approx 9.5$ в одночастичном, ≈ 6.0 в коллективном режиме и имеет промежуточные значения при промежуточных токах. Из (10) следует, что, например, для $G=40$ дБ относительная ширина полосы при токе 1 кА и прочих параметрах рис. 1 составляет $\approx 20\%$.

Резко увеличивается полоса усиления при сокращении расстояния между пучком и поверхностью диэлектрика, что видно из сравнения рис. 1 и 2. При этом для тока 2 кА ширина полосы больше, чем для 1 кА, она уменьшится уже при больших значениях тока. Соответствующая кривая рис. 2 с учетом (10) дает значение относительной ширины по уровню -3 дБ, превышающее 50% при $G=40$ дБ. При радиусе волновода $b=4$ см получаем усилитель с такой характеристикой в 3-сантиметровом диапазоне длин волн, причем расстояние между пучком и поверхностью диэлектрика составляет 2 мм, а длина усилителя ≈ 95 см.

Сравнение рис. 3 с рис. 1 показывает, что увеличение энергии пучка при фиксированном его радиусе также приводит к увеличению относительной ширины полосы. Существенно при этом то, что максимальная ширина полосы достигается здесь при значительно больших уровнях тока. Из всех кривых на рис. 3 наибольшая ширина соответствует току ≈ 10 кА. Значение относительной ширины по уровню -3 дБ при $G=40$ дБ составляет в этом случае 40%. Усилению в 3-сантиметровом диапазоне длин волн отвечает радиус волновода $b=2$ см, зазор между пучком и диэлектриком 2 мм и длина усилителя ≈ 30 см.

Наконец, обратим внимание на то, что все кривые на рис. 2, 3 обрываются с левой стороны, т.е. имеет место скачкообразное обращение инкремента в нуль на нижней границе полосы усиления. Природа этого эффекта пока не представляется ясной, а зависимость его проявлений от параметров пучка и волновода заслуживает специального исследования. Отметим лишь, что для приведенных кривых он не влияет на ширину полосы по уровню -3 дБ, но при большей степени заполнения волновода диэлектриком ($\alpha/\beta = 0.4$) обрыв инкремента имеет место в его максимуме, так что характеристика усилителя делается несимметричной, а полоса вдвое сужается.

Таким образом, диэлектрический черенковский мазер при определенном выборе параметров волновода и пучка может работать как сверхширокополосный мощный СВЧ усилитель. При обычных для сильноточных ускорителей энергиях (300–600 кэВ), токах (1–10 кА) и размерах пучка достигаются значения относительной ширины полосы усиления 40–50% по уровню -3 дБ при максимальном усилении 40 дБ в диапазоне частот 10 ГГц и выше. Разумеется, названные цифры не являются здесь пределом. Более тщательные исследования должны выявить все существенные зависимости, в том числе определить максимально возможную ширину полосы.

Авторы благодарны Г.П. Фоменко, Н.С. Вернигорову, А.С. Сулакшину за полезные обсуждения.

С п и с о к л и т е р а т у р ы

- [1] М а р ш а л л Т. Лазеры на свободных электронах. М.: Мир, 1987. 240 с.
- [2] G a r a t e E., C o o k R., H e i m P. et al. // J. Appl. Phys. 1985. V. 58. N 2. P. 627–632.
- [3] G a r a t e E., M o u s t a i z i s S., B u z z i J. et al. // Appl. Phys. Lett. 1986. V. 48. N 20. P. 1326–1328.
- [4] W a l s h J., S h a u g h n e s s y C., L a y m a n R. et al. // Nucl. Instr. and Meth. 1988. V. A272. N 1–2. P. 132–135.
- [5] Д и д е н к о А.Н., Б о р и с о в А.Р., Ф о м е н - к о Г.П., Ш т е й н Ю.Г. // Письма в ЖТФ. 1983. Т. 9. В. 1. С. 60–62.
- [6] L e m o n s D., T h o d e L. // Phys. Rev. Lett. 1986. V. 56. N 25. P. 2684–2687.
- [7] M a i n W., C h e r r y R., G a r a t e E. // Appl. Phys. Lett. 1989. V. 55. N 15. P. 1498–1500.
- [8] В а й н ш т е й н Л.А., С о л н ц е в В.А. Лекции по сверхвысокочастотной электронике. М.: Сов. радио, 1973. 399 с.

- [9] W a l s h J.E. Physics of Quantum Electronics. Addison-Wesley Reading, 1978. V. 5.
- [10] Кузелев М.В., Рухадзе А.А. Электродинамика плотных электронных пучков в плазме. М.: Наука, 1990. 333 с.
- [11] Фоменко Г.П., Шлапаковский А.С. // ЖТФ. 1989. Т. 59. В. 2. С. 121-128.

Поступило в Редакцию
15 августа 1991 г.