

УСКОРЯЮЩИЕ СТРУКТУРЫ НА БЕГУЩЕЙ ВОЛНЕ С БОЛЬШИМ НАБЕГОМ ФАЗЫ НА ПЕРИОД

В.В. Парамонов

Институт ядерных исследований РАН, Москва, Россия

E-mail: paramono@jnr.ru

Рассмотрены характеристики ячеек круглого диафрагмированного волновода (КДВ) в высших полосах пропускания волны TM_{01} с рабочим набегом фазы в пределах свыше 180° и до 1230° на период. Показано, что при оптимизации формы ячеек и введении дополнительных элементов формируются структуры на бегущей волне с большим, чем 180° , набегом фазы на период и превосходящие классический КДВ в первой полосе по ВЧ-эффективности. Приведены примеры рассматриваемых структур с описанием ВЧ- и дисперсионных характеристик.

1. ВВЕДЕНИЕ

Круглый диафрагмированный волновод (КДВ) является наиболее распространенной и хорошо исследованной периодической структурой в режиме бегущей волны для ускорения электронов [1]. Рабочие характеристики КДВ в первой (основной) зоне Бриллюэна с набегом фазы поля на период $< 180^\circ$ на колебании TM_{010} очень подробно рассмотрены в ставшей классической работе [2].

Целью данной работы является рассмотрение характеристик КДВ или структуры на основе КДВ в режиме бегущей волны с набегом фазы поля в пределах $180^\circ \dots 360^\circ$ или $360^\circ \dots 540^\circ$ на период.

2. ОСНОВНЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ И СТРУКТУРА ПОЛЯ

Для дальнейшего рассмотрения приведем определения используемых ниже основных характеристик структуры:

$$a = \frac{k}{2 b_g \sqrt{Q}}, \quad \frac{E_A \Psi}{\sqrt{P_t}} = \sqrt{\frac{2 p l \Psi Z_e}{b_g Q}}, \quad (1)$$

$$Z_e = \frac{\left| \int_0^d E_z(0, z) \Psi e^{ikz} dz \right|^2}{P_s \Psi d} = \frac{E_A^2}{2 a P_t},$$

где d – длина периода структуры; $k=2\pi/\lambda=\omega/c$; λ – длина волны на рабочей частоте; P_t и P_s – поток ВЧ-мощности и мощность ВЧ-потерь в поверхности структуры; α (m^{-1}) – коэффициент затухания поля; Q – добротность; β_g – относительная групповая скорость; E_A – амплитуда ускоряющего поля (синхронной гармоники); Z_e (МОм/м) – эффективное шунтовое сопротивление. В определении (1) существенно использование понятия эффективного шунтового сопротивления, которое учитывает отклонение от линейного распределения фазы ускоряющего поля по оси структуры.

КДВ является периодической структурой и имеет дисперсионную характеристику (ДХ) с зонами пропускания, которые разделены зонами запираения. Качественно формирование ДХ КДВ для волны TM_{01} подробно рассмотрено в [1-2] и схематично это преобразование показано на Рис.1. Полная ДХ КДВ содержит также ветви, происходящие от других волн гладкого волновода.

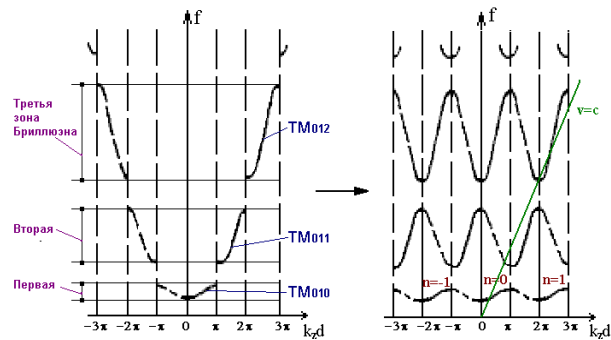


Рис.1. Формирование дисперсионной характеристики КДВ для волны TM_{01}

В пролетном канале КДВ, $0 < r < a$, комплексное распределение продольной составляющей электрического поля $E_z(r, z)$ представляется в виде суммы пространственных гармоник:

$$E_z(r, z) = \sum_n E_n J_0(k_{r_n} r) e^{-ik_{z_n} z}, \quad E_n = \frac{1}{d} \int_0^d E_z(r, z) e^{ik_{z_n} z} dz, \quad (2)$$

$$k_{z_n} = \frac{q_0 + 2np}{d} = \frac{q_n}{d}, \quad n = 0, \pm 1, \dots, \pm \Gamma, \quad k_{r_n}^2 = k^2 - k_{z_n}^2.$$

Это представление справедливо не только для первой, но и высших полос пропускания ДХ КДВ для волны TM_{01} . В периодической структуре с релятивистской частицей $v=c$ эффективно взаимодействует гармоника, для которой на рабочей частоте выполнено условие синхронизма:

$$k = \frac{w}{c} = k_{z_n} = \frac{q_n}{d} = \frac{q_0 + 2np}{d}. \quad (3)$$

Подбором размеров ячейки КДВ – длины периода d и радиуса ячейки b , можно обеспечить условие (3), по крайней мере теоретически, для любой гармоники в любой полосе пропускания КДВ для волны TM_{01} .

Но эффективность взаимодействия Z_e и требуемая для обеспечения заданного темпа ускорения проходящая ВЧ-мощность P_t определяются относительной амплитудой синхронной гармоники E_n в разложении поля (2). На оси структуры функция $|E_z(0, z)|$ является непрерывной и имеет конечную вторую производную. Поэтому коэффициенты E_n в разложении Фурье (2) убывают не медленнее, чем $n^{-(1+\epsilon)}$, $\epsilon > 0$.

В первой полосе пропускания в ячейке КДВ реализуется колебание TM_{010} и доминирующей в разложении (2) является основная гармоника с $n=0$.

Набег фазы поля на период находится в пределах $0 < \theta < 180^\circ$. В этой полосе выбор длины периода $d > \lambda/2$ автоматически означает переход на гармоники $n = -1$ или $n = 1$, которые имеют существенно меньшую, по сравнению с основной, амплитуду [1-2].

Во второй зоне пропускания (см. Рис.1) в ячейке реализуется колебание TM_{011} . Для ячейки КДВ с плоскостями зеркальной симметрии основная гармоника с $n=0$ в разложении (2) отсутствует и доминирующей является гармоника с $n = -1$. Набег фазы поля на период составляет $180^\circ < \theta < 360^\circ$, включая скачок в 180° , обеспечиваемый самой структурой поля колебания TM_{011} .

Аналогично и для более высоких полос пропускания. Например, в пятой полосе пропускания в ячейке существует колебание TM_{014} . Гармоники с $n = 0, -1, 1, -2$ в разложении (2) отсутствуют. Доминирующей является гармоника с $n = 2$, с которой и начинается разложение (2). Набег фазы поля находится в пределах $720^\circ < \theta < 900^\circ$, где 720° обеспечивается четырьмя изменениями знака поля в колебании TM_{014} .

Для поиска разумно эффективной структуры на основе КДВ с большим ($>180^\circ$) набегом фазы на период целесообразно рассмотреть характеристики КДВ в высших полосах пропускания волны TM_{01} .

3. ХАРАКТЕРИСТИКИ ЯЧЕЕК КДВ В ВЫСШИХ ПОЛОСАХ ПРОПУСКАНИЯ

Характеристики ячеек КДВ в режиме бегущих волн для второй и третьей полос пропускания волны TM_{01} рассчитаны с использованием комплекса программ MULTIMODE [3]. Применен алгоритм накопления базы данных, описанный в [4]. Размеры ячейки однозначно определяются тремя свободными параметрами – радиусом апертуры a , длиной периода d и толщиной диафрагмы t . Радиус ячейки R_c выбирается из условия настройки частоты необходимой моды на заданную величину. Разработанная система накопления [4] перебирает сочетания свободных параметров в заданных пределах и с заданным шагом, изменением радиуса ячеек R_c производит подстройку каждого сочетания на требуемую частоту и для настроенных вариантов западает значения характеристик.

Характеристики ячеек, таким образом, рассчитаны для первой, второй и третьей полос пропускания волны TM_{01} и относительной фазовой скорости $\beta = 1$, предполагая рабочую частоту $f = 3000$ МГц. Радиус апертуры изменялся в пределах $0,04 \lambda < a < 0,32 \lambda$, толщина диафрагмы выбрана фиксированной $t = 3,8$ мм, учитывая рекомендации [2]. Свободный параметр θ_0 изменялся в пределах $10^\circ < \theta_0 < 170^\circ$ и длина периода ячейки в первой полосе d_1 , второй d_2 и третьей d_3 выбиралась из условия синхронизма:

$$d_1 = \frac{l q_0}{2p}, d_2 = \frac{l (2p - q_0)}{2p}, d_3 = \frac{l (2p + q_0)}{2p}. \quad (4)$$

На Рис.2 показаны поверхности $\beta_g(a, \theta_0)$ для ячеек КДВ во второй (Рис.2,а) и третьей (Рис.2,б) полосах пропускания волны TM_{01} . На Рис.3 для тех же условий показаны поверхности $Z_e(a, \theta_0)$.

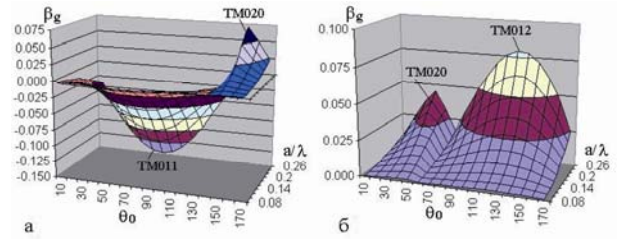


Рис.2. Поверхности $\beta_g(a, \theta_0)$ для ячеек КДВ во второй (а) и третьей (б) полосах пропускания волны TM_{01}

Область существования волны TM_{011} во второй полосе, $0^\circ < \theta_0 < 140^\circ$, ограничена трансформацией типа колебания. При увеличении θ_0 период структуры становится короче. Для поддержания частоты необходимо увеличивать радиус ячейки R_c , что приводит к понижению частоты колебания TM_{020} . При $\theta_0 > 140^\circ$ вторым в ячейке становится колебание TM_{020} , даже при увеличенной, согласно (4), длине периода. В третьей полосе аналогичная причина ограничивает область существования колебания TM_{012} диапазоном $70^\circ < \theta_0 < 180^\circ$.

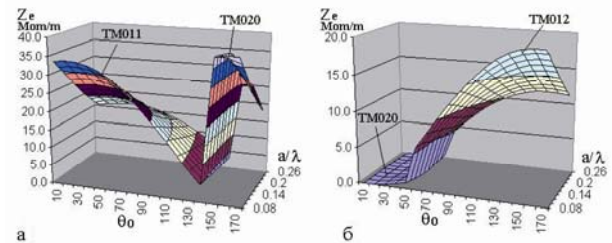


Рис.3. Поверхности $Z_e(a, \theta_0)$ для ячеек КДВ во второй (а) и третьей (б) полосах пропускания волны TM_{01}

Как видно из Рис.2, 3, характер известных для первой полосы зависимостей $\beta_g(a, \theta_0)$ и $Z_e(a, \theta_0)$ сохраняется – β_g растет с увеличением радиуса апертуры, а Z_e уменьшается. Для дальнейшего рассмотрения приняты компромиссные по $\beta_g(a, \theta_0)$ и $Z_e(a, \theta_0)$ значения: $a = 0,12\lambda$, $\theta_0 \sim 30^\circ \dots 40^\circ$ для второй (колебания TM_{011}) и $a = 0,12\lambda$, $\theta_0 \sim 150^\circ$ для третьей полосы (колебания TM_{012}).

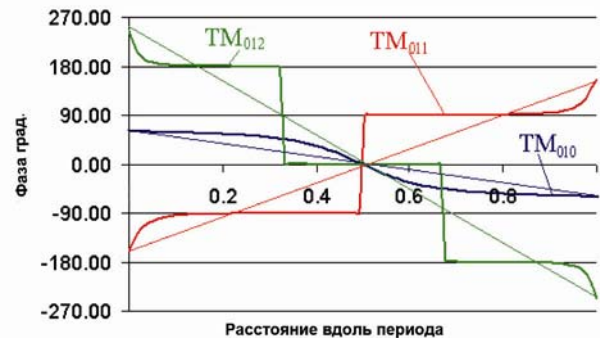


Рис.4. Распределения фазы поля на оси структуры по длине периода для первой ($\theta = 120^\circ$), второй ($\theta = 320^\circ$) и третьей ($\theta = 510^\circ$) полос пропускания

На Рис.4 показаны распределения фазы уско-ряющего поля по периоду на оси структур для колебаний TM_{010} , TM_{011} и TM_{012} , что соответствует первой, второй и третьей полосе, соответственно. Тонкими прямыми линиями показаны соответствующие фазы для синхронной частицы. Общий набег фазы

составляет 120, 320 и 510° соответственно. В распределениях для колебания TM_{011} есть одна, и для колебания TM_{012} две области резкого изменения фазы на 180°, обусловленные структурой полей колебаний, вносящие основной вклад в общий набег фазы. Изменение фазы поля скачком на 180° происходит при стоячей волне. В высших полосах для бегущей волны резкие изменения фазы присутствуют при малой величине $|\beta_g| \sim 10^{-3}$ и с увеличением $|\beta_g|$ распределения фазы становятся более плавными.



Рис.5. Распределения амплитуды $|E_z|$ и эффективного ускоряющего поля E_{zeff} на оси структуры по длине периода для второй ($\theta=320^\circ$) и третьей ($\theta=510^\circ$) полос пропускания

На Рис.5 показаны распределения амплитуд E_z на оси ячеек для второй ($\theta = 320^\circ$) и третьей ($\theta = 510^\circ$) полос в сравнении с распределениями эффективного ускоряющего поля, учитывающими разность фаз поля и синхронной частицы. Как видно из Рис.4, разность фаз поля и частицы достигает большой величины, близкой к 90° , в окрестности областей резкого изменения фазы поля. Но на оси ячеек положение областей резкого изменения фазы поля соответствует областям минимумов амплитуды. Поэтому существенного понижения общей эффективности ускорения из-за большой величины разности фаз в высших полосах не происходит. Но для корректного определения эффективности ускорения в высших полосах необходимо использовать именно эффективное шунтовое сопротивление Z_e (1) и приводить величину коэффициента пролетного времени T , учитывающего и в режиме бегущей волны разность фаз поля и синхронной частицы:

$$T = \frac{\int_0^d E_z(0, z) \chi e^{ik_z z} dz}{\int_0^d |E_z(0, z)| dz} \quad (5)$$

Аналогичная процедура формирования ячеек КДВ, но без предварительной оптимизации с помощью комплекса MULTIMODE, применена и для более высоких полос пропускания – с четвертой по седьмую. Для четвертой и шестой полос выбрано $\theta_0 = 40^\circ$, для пятой и седьмой – $\theta_0 = 150^\circ$, по аналогии со второй и третьей полосами, соответственно.

Сформированные таким образом структуры показаны на Рис.6. Возможность формирования ячеек КДВ в более высоких полосах пропускания с типом колебания TM_{01j} при $j > 7$ ограничена трансформацией типа колебания в ячейке. С ростом j увеличивается радиус ячейки R_c и понижается частота колебания

TM_{020} . При этом сужается по θ_0 область существования колебания TM_{01j} и реализовать при $j > 7$ колебание TM_{01j} в $j+1$ -й полосе не удается.

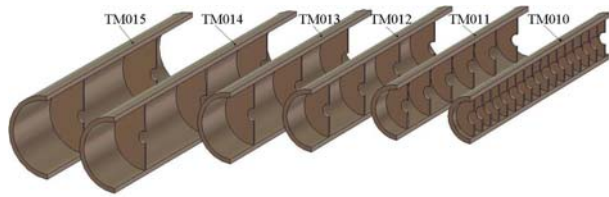


Рис.6. Относительные размеры ячеек КДВ на частоте 3000 МГц при работе на первой или высших полосах пропускания волны TM_{01}

Основные ВЧ-характеристики ячеек КДВ, соответствующих показанным на Рис.6 вариантам, приведены в Табл.1.

Таблица 1

Основные ВЧ-характеристики ячеек КДВ на частоте 3000 МГц при $a=12$ мм для работы в первой или высших полосах пропускания

N	θ_0 , град.	R_c , мм	β_g , %	Q , 10^3	Z_e , МОм/м	T
TM_{010}	120	39,49	2,19	14,1	60,86	0,956
TM_{011}	320	48,08	-1,36	18,7	29,43	0,862
TM_{012}	510	56,02	0,58	25,6	18,24	0,739
TM_{013}	680	65,51	-0,39	31,7	12,23	0,714
TM_{014}	870	70,73	0,22	36,4	9,48	0,672
TM_{015}	1040	79,55	-0,17	40,1	7,15	0,675
TM_{016}	1230	83,01	0,11	45,9	6,05	0,643

Эффективность типичных ячеек КДВ с большим набегом фазы на период ($\theta > 180^\circ$), для чего КДВ используется в высших полосах пропускания волны TM_{01} , быстро уменьшается с увеличением числа вариаций поля по z . При этом увеличиваются поперечные размеры структуры. Для дальнейшего рассмотрения существенным является рост добротности колебаний в ячейках на высших полосах.

4. ИЗМЕНЕНИЯ В СТРУКТУРАХ

Основной причиной низкой эффективности ячеек КДВ в высших полосах пропускания является особенность распределения полей колебаний TM_{01j} , имеющих области с сильным радиальным полем. На Рис.7 показано распределение электрического поля колебания TM_{012} в ячейке КДВ с $\theta=510^\circ$. Для контура $EBCF$ (см. Рис.7) ВЧ-напряжение:

$$\int_C^D E_r dr + \int_C^D E_z dz + \int_B^D E_r dr = \omega m_0 T_S H_j dS \quad (6)$$

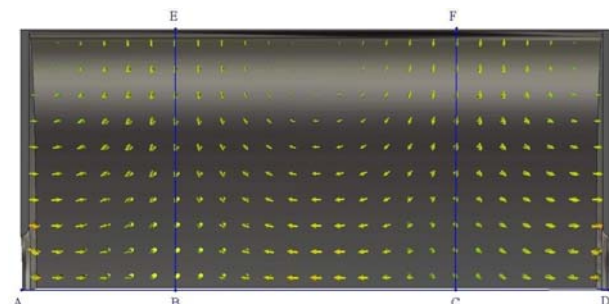


Рис.7. Распределение электрического поля колебания TM_{012} в ячейке КДВ

Отрезки BE и CF расположены в пучности радиальной компоненты поля E_r . ВЧ-напряжение вдоль этих отрезков составляет большую часть (возрастающую с увеличением радиуса ячейки в высших полосах) полного ВЧ-напряжения по контуру, определяемого потоком магнитного поля. Но в ускорении частиц ВЧ-напряжение вдоль отрезков BE и CF не участвует.

Пучности E_r в колебаниях TM_{01j} совпадают по z с узлами H_ϕ . Если металлизировать часть отрезков BE и CF , то относительно возрастет часть ВЧ-напряжения, направленная вдоль оси структуры. Также понизится частота рабочего колебания, а следовательно, уменьшится радиус ячеек. При этом можно ожидать относительно небольшого увеличения ВЧ-потери.

Этот подход реализован введением шайб в ячейки КДВ. Шайбы расположены в пучностях радиальной компоненты электрического поля и число шайб в каждой ячейке равно числу вариаций поля по z . Дополнительно, для увеличения добротности рабочего колебания, введено закругление диафрагмы КДВ.

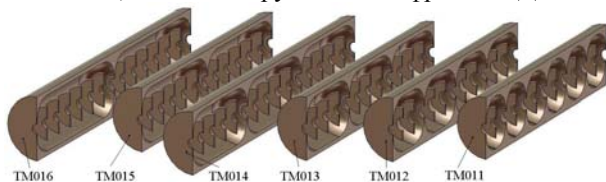


Рис.8. Структуры с шайбами в ячейках КДВ с частотой 3000 МГц для работы в высших полосах пропускания волны TM_{01}

Сформированные таким образом из типичных ячеек КДВ (см. Рис.7) структуры показаны на Рис.8, а их основные ВЧ-параметры приведены в Табл.2.

Таблица 2

Основные ВЧ-характеристики ячеек КДВ с шайбами на частоте 3000 МГц при $a=12$ мм в высших полосах пропускания

N	$\beta_g, \%$	$Q, 10^3$	$Z_e, \text{МОм/м}$	T	$\frac{E_{\lambda \text{ Ч}}}{\sqrt{P_r}}$
TM_{010}	2,19	14,1	60,86	0,956	351,9
TM_{011}	-0,91	24,4	50,32	0,808	376,6
TM_{012}	0,87	33,5	60,29	0,786	360,0
TM_{013}	-0,83	37,4	61,91	0,775	354,8
TM_{014}	0,77	40,2	64,01	0,768	360,6
TM_{015}	-0,76	42,4	65,85	0,763	358,9
TM_{016}	0,73	43,6	65,65	0,760	364,7

Введение шайб не меняет величину набега фазы поля на ячейку. Сохраняется высокая добротность рабочего колебания. Существенно уменьшается радиус структуры, определяемый теперь шайбами и для всех структур, показанных на Рис.8, $R_c \sim 65$ мм.

Введение шайб приводит к разделению функций в структуре. Величина β_g бегущей волны определяется радиусом отверстия в диафрагме ячейки КДВ. А эффективность ускорения определяется структурой с шайбами, которая используется в режиме, близком к стоячей волне π -вида. Известно, что такой режим характеризуется наивысшей ВЧ-эффективностью. С ростом числа шайб в ячейке величина Z_e выходит на плато, определяемое периодическим отрезком с шайбами.

Как видно из Табл.2, структуры с шайбами в ячейках КДВ при использовании в высших полосах пропускания имеют эффективность не хуже классического КДВ в первой полосе.

Характеристики показанных на Рис.8 структур приведены в Табл.2 для равных радиусов отверстий в шайбе и диафрагме, $a = 12$ мм. С разделением функций определения β_g и ВЧ-эффективности равенство радиусов отверстий в диафрагме a_d и шайбах a_w не является обязательным. С уменьшением a_w величина Z_e структур возрастает без изменения величин β_g и Q . При выборе типичной для структур на стоячей волне S диапазона величины $a_w = 5$ мм величина Z_e ячеек на колебаниях TM_{013} и TM_{014} (см. Табл.2) возрастает до 71,93 и 75,39 МОм/м соответственно.

Структура с шайбами хорошо известна и естественным шагом в повышении ее эффективности является дополнение шайб трубками дрейфа [5]. Структура с шайбами и трубками дрейфа для использования в пятой полосе пропускания волны TM_{01} показана на Рис.9.

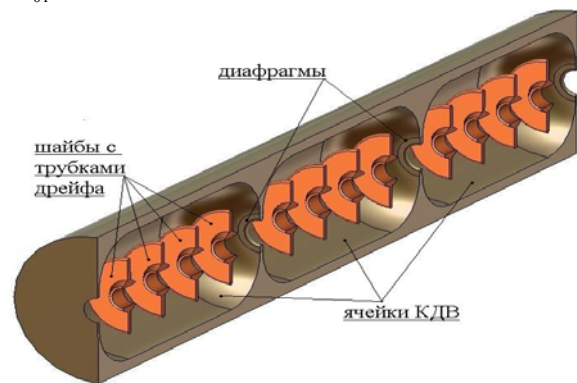


Рис.9. Структура с шайбами и трубками дрейфа в ячейке КДВ

По сравнению со структурами с шайбами, см. Табл.2, введение трубок дрейфа сопровождается небольшим, $\sim 15\%$, снижением добротности рабочего колебания. Немного уменьшается радиус структуры и возрастает групповая скорость. Но из-за увеличения коэффициента пролетного времени T и повышения средней напряженности электрического поля на оси величина Z_e возрастает. При радиусе апертуры трубок дрейфа $a_t = 12$ мм реализуется $Q = 34300$, $Z_e = 75,47$ МОм/м, $\beta_g = 0,822\%$ и $Q = 35800$, $Z_e = 99,13$ МОм/м, $\beta_g = 0,812\%$ при $a_t = 5$ мм.

Хотя оптимизация размеров шайб и трубок дрейфа для получения максимального Z_e не проводилась, полученные результаты показывают, что структуры с шайбами, а также с шайбами и трубками дрейфа в ячейках КДВ при использовании в режиме бегущей волны в высших полосах пропускания волны TM_{01} могут иметь более высокую ВЧ-эффективность по сравнению с классическим КДВ в первой полосе.

5. ДИСПЕРСИОННЫЕ СВОЙСТВА

По самой идее формирования рассматриваемых структур рабочая ветвь дисперсионной характеристики любой структуры не является низшей. В зависимости от рабочего набега фазы на период, ниже

рабочей ветви ДХ находится несколько ветвей колебаний типа TM_{01j} и несколько ветвей колебаний с вариациями поля по азимуту. На Рис.10 в качестве примера показана ДХ ячеек КДВ с рабочим набегом фазы $\theta = 510^\circ$. Введение в ячейки шайб и трубок дрейфа существенным образом ДХ варианта не меняет.

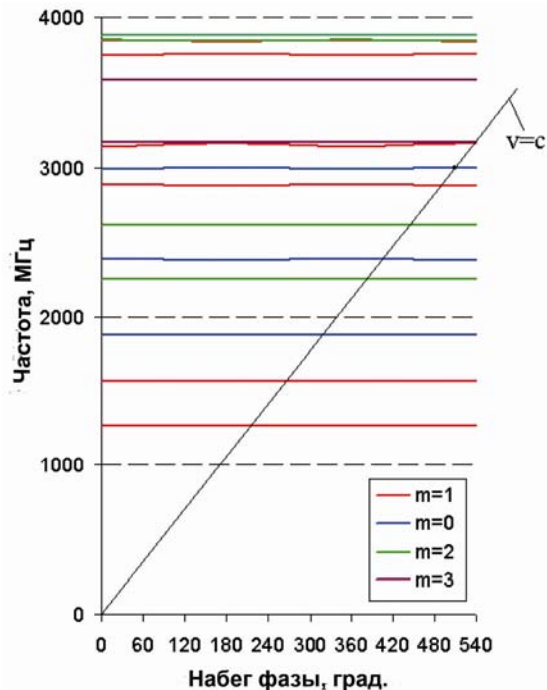


Рис.10. Дисперсионная характеристика КДВ с рабочим колебанием TM_{012} в ячейке, $\theta = 510^\circ$, m – число вариаций поля по азимуту

Отметим некоторые общие свойства ДХ рассматриваемых структур.

Все рассматриваемые структуры с набегом фазы $\theta > 200^\circ$ в представляющей интерес области параметров являются сильнодисперсными узкополосными структурами с малой шириной полос пропускания для всех типов волн.

Низшей всегда является ветвь колебаний с $m = 1$ – одной вариацией поля по азимуту.

Прямая синхронного взаимодействия $v = c$ пересекает первую ветвь всегда при $\theta > 180^\circ$.

Серьезным недостатком рассматриваемых структур является присутствие в близости (> 30 МГц) к рабочей ветви ветвей паразитных колебаний с $m = 1$

и $m = 3$ – одной и тремя вариациями поля по азимуту.

Вопрос влияния паразитных колебаний как на динамику пучка, так и на ВЧ-характеристики структур нуждается в дополнительной проработке, вместе с разработкой способа крепления шайб в структуре.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Показана возможность создания ускоряющих структур на бегущей волне с набегом фазы поля на период значительно больше 180° , для чего следует использовать ячейки КДВ в высших полосах пропускания волны TM_{01} . При введении в ячейки шайб с трубками дрейфа эффективность ВЧ-структуры превышает эффективность классического КДВ в первой полосе.

Недостатком данных структур, требующим дальнейшей проработки, является наличие в окрестности рабочей точки паразитных колебаний с вариациями поля по азимуту.

Данная работа выполнена при финансовой поддержке Министерства образования и науки Российской Федерации, контракт № 16.518.11.7037

БИБЛИОГРАФИЧЕСКИЙ СПИСОК

1. G.A. Loew, R.B. Neal. *Accelerating structures. In Linear Accelerators / ed. P. Lapostole, A. Septier.* Amsterdam: «North-Hol. Pub. Co». 1970, p.39-107.
2. О.А. Вальднер, Н.П. Собенин, Б.В. Зверев, И.С. Щедрин. *Справочник по диафрагмированным волноводам.* Москва: «Атомиздат», 1969.
3. М.С. Касчиев и др. Расчет полного спектра колебаний в осесимметричных и продольно-однородных резонаторах, волноводах и в периодических структурах // *Труды 9 Всесоюзного совещания по УЗЧ*, Дубна, 1985, т.1, с.137.
4. V. Paramonov. The data library for accelerating structures development. RF parameters of the Drift Tube structure // *Proc. of the 1996 LINAC Conference*, Geneva, CERN, 1996, v.2, p.493.
5. В.Г. Андреев, В.В. Пашковский. Ускоряющая структура с шайбами и трубками дрейфа для протонных линейных ускорителей // *Журнал Технической Физики*. 1970, т.40, в.3, с.523-5.

Статья поступила в редакцию 23.09.2011 г.

TRAVELING WAVE ACCELERATING STRUCTURES WITH A LARGE PHASE ADVANCE

V.V. Paramonov

The cells RF parameters for the well known Disk Loaded Waveguide (DLW) are considered in higher pass bands of TM_{01} wave, providing operating phase advance between $180^\circ \dots 1230^\circ$ per cell. With an appropriate shape optimization and some additional elements proposed traveling wave structures with such large phase advance overlap the classical first band DLW in RF efficiency. Examples of proposed structures together with RF and dispersion properties are presented.

ПРИСКОРЮЮЧІ СТРУКТУРИ НА БІГУЧІЙ ХВИЛІ З ВЕЛИКИМ НАБІГОМ ФАЗИ НА ПЕРІОД

В.В. Парамонов

Розглянуто характеристики комірок круглого діафрагмованого хвилеводу (КДХ) у вищих смугах пропускання хвилі TM_{01} з робочим набігом фазы в межах понад 180° і до 1230° на період. Показано, що при оптимізації форми комірок та введенні додаткових елементів формуються структури на бігучій хвилі з більшим, ніж 180° набігом фазы на період і перевершують класичний КДХ в першій смугі по ВЧ-ефективності. Наведені приклади розглянутих структур з описом ВЧ і дисперсійних характеристик.