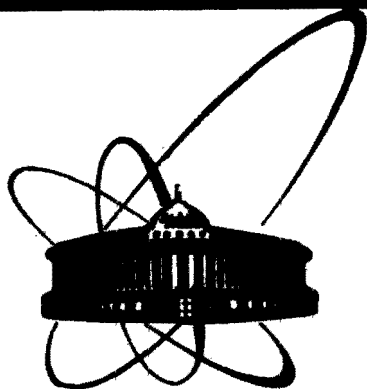


87-268



**СООБЩЕНИЯ  
ОБЪЕДИНЕННОГО  
ИНСТИТУТА  
ЯДЕРНЫХ  
ИССЛЕДОВАНИЙ  
ДУБНА**

**K 289**

**P9-87-268**

**М.С.Касчиев, В.Н.Мамонов, Ю.Л.Обухов,  
К.А.Решетникова, С.Б.Рубин**

**РАСЧЕТ ВЫСОКОЧАСТОТНЫХ ХАРАКТЕРИСТИК  
ДИАФРАГМИРОВАННЫХ ВОЛНОВОДОВ**

**1987**

## ВВЕДЕНИЕ

В связи с поисками путей повышения темпа ускорения заряженных частиц и появлением схем двухпучкового ускорения<sup>/1/</sup> возрос интерес к периодическим ускоряющим структурам со сложной формой поперечного сечения. Особенно перспективными для целей ускорения частиц в области релятивистских энергий являются диафрагмированные волноводы, позволяющие при фазовой скорости волны, равной скорости света, получать высокие напряженности ускоряющего поля ( $\sim 1$  ГэВ/м). Такие большие градиенты поля могут быть достигнуты только при работе на высоких частотах ( $f \sim 30$  ГГц), что, в свою очередь, приводит к сокращению поперечных размеров волновода, уменьшению пространственного периода, увеличению требований к чистоте поверхности и т.д.<sup>/2/</sup>.

Основная задача проектирования периодических волноводов состоит в выборе такой геометрии структуры, которая обеспечивает требуемые радиотехнические параметры. В связи с этим для выбора оптимальной формы широко применяются методы численного моделирования.

В настоящей работе на основе метода конечных элементов<sup>/3,4/</sup> и метода частичных областей<sup>/5/</sup> вычисляются радиотехнические характеристики диафрагмированного волновода, используемые в проекте двухпучкового ускорителя<sup>/2/</sup>.

Численные исследования проводились с помощью пакета прикладных программ MULTIMODE для волноводов с прямыми и закругленными краями диафрагм в случае азимутально однородных волн. Для волноводов с прямыми краями диафрагм проводился расчет также методом частичных областей, как для азимутально однородных волн, так и для волн с вариацией по азимуту.

### 1. ПОСТАНОВКА ЗАДАЧИ

Известно, что в случае осесимметричной структуры компоненты  $H_\phi$  и  $E_\phi$  электромагнитных полей в резонаторе без вариации по азимуту являются решением спектральной задачи

$$LU = -\gamma \frac{\partial}{\partial r} \frac{1}{r} \frac{\partial U}{\partial r} - \frac{\partial^2 U}{\partial z^2} = k^2 U. \quad (1.1)$$

При этом  $\frac{\partial U}{\partial n} \Big|_{\Gamma} = 0$  для Е-волн,  $u \Big|_{\Gamma} = 0$  для Н-волн,  $u \Big|_{\Gamma=0} = 0$ . Здесь  $\Gamma$  — металлические границы поперечного сечения волновода,  $k$  — волновое число. На границах  $z = 0$  и  $z = D/2$  ставятся условия четности или нечетности решения.

В случае периодической структуры функция  $u$  — комплексная<sup>/3/</sup>:

$$U = F_S(r, z) - i F_A(r, z),$$

а функции  $F_S$  и  $F_A$  являются решениями уравнений

$$L F_S = k^2 F_S, \quad L F_A = k^2 F_A, \quad (1.2)$$

при этом

$$F_S \Big|_{\Gamma} = 0, \quad F_A \Big|_{\Gamma} = 0 \quad \text{для Н-волн,}$$

$$\frac{\partial F_S}{\partial n} \Big|_{\Gamma} = 0, \quad \frac{\partial F_A}{\partial n} \Big|_{\Gamma} = 0 \quad \text{для Е-волн.}$$

В обоих случаях на границах  $r = 0$ ,  $z = 0$ ,  $z = D/2$  ставятся следующие граничные условия:

$$F_S \Big|_{r=0} = 0, \quad F_A \Big|_{r=0} = 0, \quad (1.3)$$

$$\frac{\partial F_S}{\partial z} \Big|_{z=0} = 0, \quad F_A \Big|_{z=0} = 0,$$

$$[F_S \sin(hz) - F_A \cos(hz)] \Big|_{z=L/2} = 0,$$

$$\left[ \frac{\partial F_S}{\partial z} \cos(hz) + \frac{\partial F_A}{\partial z} \sin(hz) \right] \Big|_{z=L/2} = 0. \quad (1.4)$$

Здесь  $hD = \theta$  — сдвиг фаз на период, при этом фазовые скорости гар-

моник  $\beta_n = \frac{\omega D}{(hD + 2\pi n)c}$ . Граничные условия (1.4) вытекают из теоре-

мы Флоке, см., например,<sup>/5/</sup>.

Пакет прикладных программ MULTIMODE предназначен для численного решения рассмотренных задач и определения по полученному ре-

шению необходимых радиотехнических характеристик волновода<sup>/4,6,10/</sup>. В указанных работах достаточно подробно описаны численные методы, используемые в пакете.

## 2. О ПРОГРАММЕ ALF

Для построения дисперсионных кривых методом частичных областей была использована программа ALF<sup>/7/</sup>.

Как известно, см., например,<sup>/8/</sup>, в этом методе внутренняя область волновода разбивается цилиндрической поверхностью  $r = a$  на две области:  $I - r \leq a$  — область распространения и  $II - a \leq r \leq b$  — резонаторная область. Компоненты поля  $E_z$  и  $H_\phi$ , например, имеют вид

$$E_z^I(r, z, t) = e^{im\phi} \sum_{n=-\infty}^{\infty} A_{1n} \frac{J_m(\sigma_n r)}{J_m(\sigma_n a)} e^{ih_n z} e^{-i\omega t}, \quad (2.1)$$

$$H_\phi^I(r, z, t) = i e^{im\phi} \sum_{n=-\infty}^{\infty} \left[ \frac{k}{\sigma_n} A_n \frac{J'_m(\sigma_n r)}{J_m(\sigma_n a)} - \frac{mh_n}{kr} \left( \frac{mh_n}{a\sigma_n^2} A_{1n} + \right. \right. \\ \left. \left. + A_{2n} \right) \frac{J_m(\sigma_n r)}{\sigma_n J'_m(\sigma_n a)} \right] e^{ih_n z} e^{-i\omega t},$$

$$\text{где } \sigma_n = \sqrt{k^2 - h_n^2}, \quad h_n = h + \frac{2\pi n}{D},$$

$$E_z^{II}(r, z, t) = e^{im\phi} \sum_{n=0}^{\infty} i^{n'} \left\{ \frac{2 - \delta_{0n'}}{4} B_{1n'} \frac{Z_{1m}(\kappa_n' r)}{Z_{1m}(\kappa_n' a)} \right\} \cos[\eta_n'(z + \frac{d}{2})] e^{-i\omega t},$$

$$H_\phi^{II}(r, z, t) = i e^{im\phi} \sum_{n=0}^{\infty} i^{n'} \left\{ k \frac{2 - \delta_{0n'}}{4\kappa_n'} B_{1n'} \frac{Z'_{1m}(\kappa_n' r)}{Z_{1m}(\kappa_n' a)} - \frac{m\eta_n'}{2kr} \right\} \times \quad (2.2)$$

$$\times \left[ \frac{\pi n' m}{da\kappa_n'^2} B_{1m'} - B_{2n'} \right] \frac{Z_{2m}(\kappa_n' r)}{\kappa_n' Z'_{2m}(\kappa_n' a)} \left\{ \cos[\eta_n'(z + \frac{d}{2})] e^{-i\omega t} \right\},$$

где

$$Z_{1m}(\kappa_n' r) = J_m(\kappa_n' r) N_m(\kappa_n' b) - N_m(\kappa_n' r) J_m(\kappa_n' b),$$

$$Z_{2m}(\kappa_n, r) = J_m(\kappa_n, r) N'_m(\kappa_n, b) - N_m(\kappa_n, r) J'_m(\kappa_n, b); \kappa_n^2 = k^2 - \eta_n^2, \eta_n = \frac{\pi n}{d}.$$

Штрих — производная по аргументу цилиндрической функции. Сшивая решения для тангенциальных компонент поля при  $r = a$  и используя свойства ортогональности и полноты собственных функций, получаем бесконечную алгебраическую систему для неизвестных функций  $A_{1n}, B_{1n}$ . Исследование дисперсионных свойств структуры  $k(h)$  или  $f(\theta)$  проводится на основе детерминанта матрицы  $\{uk\}$ , который является функцией  $h$  и  $k$ :  $\text{Det}\{uk\} = \Phi(h, k)$ , где  $h$  — постоянная распространения собственных волн в системе,  $k = \omega/c$ . Для улучшения сходимости элементов матрицы использовано условие на ребре <sup>18/</sup>.

Полагаем  $k = \beta h$  и определяем корни уравнения  $\Phi(h, \beta h) = 0$  в зависимости от  $\beta$ . В силу периодичности и симметрии зависимости  $k(h)$  достаточно рассмотреть интервал  $0 \leq h \leq \pi/D$ . Поиск корней уравнения  $\Phi(h, \beta h) = 0$  производится при фиксированном  $\beta$  путем задания разбиения интервала  $(0, \pi/D)$  с шагом  $\Delta h$  по переменной  $h$  и определения конкретного корня внутри каждого интервала длиной  $2\Delta h$  методом Ньютона. Изменением параметра  $\beta$  определяются другие точки дисперсионных кривых. Более подробно аналитические выражения и исследование дисперсионных свойств структуры изложены в работе <sup>19/</sup>.

### 3. РЕЗУЛЬТАТЫ РАСЧЕТА

Перейдем к описанию результатов численного моделирования диафрагмированного волновода. На рис. 1 показана геометрия соответствующей периодической структуры и принятые обозначения.

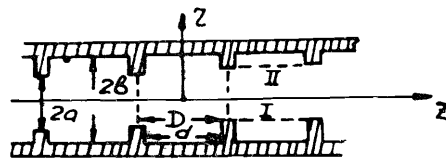


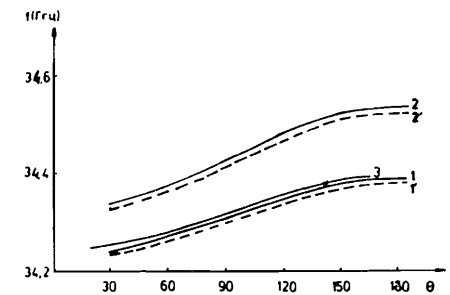
Рис. 1. Схема волновода.

Численные значения геометрических параметров волновода были взяты из работы <sup>2/</sup>:  $a = 0,7950$  мм,  $b = 3,377$  мм, расстояние между дисками  $d = 2,891$  мм, период структуры  $D = 3,3740$  мм.

Для волновода с закругленными краями дисков было принято, что радиус закругления равен половине толщины диска.

Основными характеристиками волновода с бегущей E-волной являются частоты и фазовые скорости отдельных гармоник. Для основной гармоники  $E_{010}$  фазовая скорость ( $v = \beta c$ ) связана с частотой  $f$  и сдвигом фазы на период  $\theta$  следующим образом:  $hD = \frac{2\pi}{\lambda_0 \beta} D = \theta$ , где  $\lambda_0 = \frac{c}{f}$ .

Рис. 2. Диаграмма Бриллюэна.



На рис. 2 показаны значения частоты  $f$  как функции  $\theta$  для волны  $E_{01}$ , полученные разными методами. Здесь кривая 1 — значения  $f$ , вычисленные по программе MULTIMODE для прямых краев диафрагм при идеальной проводимости стенок, 1' — для реальной проводимости (для меди). Кривая 2 — значения  $f$ , вычисленные по той же программе для закругленных краев диафрагм для идеальной проводимости, 2' — для реальной. Кривая 3 — значения  $f$ , вычисленные по методу частичных областей (программа ALF).

Как видно, значения резонансных частот, вычисленные разными методами, совпадают с точностью не хуже 0,03%. Это подтверждается данными табл. 1, где приведены соответствующие цифры для прямых диафрагм.

В табл. 2 приведены значения  $f$  для прямых и закругленных краев диафрагм, вычисленные по программе MULTIMODE для идеальной и реальной проводимости стенок волновода.

Как видно из рис. 2 и табл. 2, для волновода с закругленными краями диафрагм резонансные частоты увеличиваются по сравнению с моделью прямых дисков, так, например, для  $\theta = 120^\circ$  рост  $f$  составляет 0,3%.

Что касается учета реальной проводимости стенок волновода, то этот эффект приводит к сравнительно небольшому снижению резонансной частоты (в среднем на 0,025%).

В литературе отсутствуют экспериментальные данные для различных фазовых сдвигов  $\theta$  в диапазоне миллиметровых волн. Для  $\theta \sim 140^\circ$ ,

Таблица 1

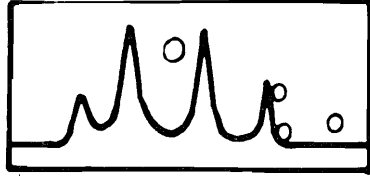
$\theta$	$39,6^\circ$	$46,26^\circ$	$55,62^\circ$	$69,46^\circ$	$92,7^\circ$	$126,54^\circ$	$139,32^\circ$	$146,7^\circ$	$164^\circ$
$f_M$ (ГГц)		34,2579	34,2679	34,2848	34,3163	34,3597	34,3726	34,3787	34,3886
$f_A$ (ГГц)	34,2630	34,2697	34,2792	34,2954	34,3257	34,3673	34,3797	34,3855	34,3951
$\beta_{(A)}$	3,5	3	2,5	2,0	1,5	1,1	1,0	0,95	0,85
$\beta_{ГР}^{(A)}$	0,0034	0,0039	0,0044	0,0050	0,0054	0,0043	0,0035	0,0030	0,0015

Примечание:  $\beta_{(A)}, \beta_{ГР}^{(A)}$  — фазовая и групповая скорости  $E_{01}$ -волны по программе ALF.

$\theta$	30°	60°	90°	120°	139,225°	139,785°	140°	150°	180°
$f_L(\text{ггв})$	34,244I	34,2730	34,3126	34,3522	34,3725		34,3732	34,38II	34,39I8
$f'_L(\text{ггв})$	34,2309	34,2598	34,2993	34,3389	34,3593		34,3600	34,3679	34,3785
$f_s(\text{ггв})$	34,3390	34,3776	34,4305	34,4834		34,51I2	34,5I49	34,522I	34,5363
$f'_s(\text{ггв})$	34,3258	34,3644	34,4I72	34,470I		34,49796	34,4982	34,5088	34,5230
$\beta_L$	4,6236	2,3I37	I,5443	I,1595	I,0		0,9945	0,9284	0,7739
$\beta_s$	4,6364	2,3208	I,5496	I,1640	I,0		0,9985	0,9322	0,7772
$\beta_{\text{гp}}^{(L)}$	0,0028	0,0048	0,0056	0,0048	0,0037		0,0036	0,0028	0
$\beta_{\text{гp}}^{(S)}$	0,0037		0,0075	0,0065		0,0048	0,0048	0,003I	0

Примечание:  $f_L$  - частота  $E_{01}$ -волны для прямых дисков при  $\sigma = \infty$ ,  $f'_L$  - частота  $E_{01}$ -волны для прямых дисков при  $\sigma$  конечном,  $f_s$  - частота  $E_{01}$ -волны для закругленных дисков при  $\sigma = \infty$ ,  $f'_s$  - частота  $E_{01}$ -волны для закругленных дисков при  $\sigma$  конечном,  $\beta_L$  и  $\beta_s$  - соответствующие фазовые скорости,  $\beta_{\text{гp}}^{(L)}$  и  $\beta_{\text{гp}}^{(S)}$  - соответствующие групповые скорости.

$E_{011}$					$H_{111}$				
$\beta$	$\beta_{\text{гp}}$	$f(\text{ггв})$	$\theta$		$\beta$	$\beta_{\text{гp}}$	$f(\text{ггв})$	$\theta$	
I,5	$-0,8I \cdot 10^{-2}$	62,3I2	0,934	$\pi$	I,3	$-0,37 \cdot 10^{-2}$	53,129	0,9I9	$\pi$
I,8	$-0,35 \cdot 10^{-2}$	62,327	0,779	$\pi$	I,8	$-0,16 \cdot 10^{-I}$	53,244	0,689	$\pi$
2,2	$-0,5I \cdot 10^{-2}$	62,354	0,638	$\pi$	2,0	$-0,19 \cdot 10^{-I}$	53,296	0,599	$\pi$
2,5	$-0,56 \cdot 10^{-2}$	62,373	0,56I	$\pi$	2,5	$-0,23 \cdot 10^{-I}$	53,409	0,48I	$\pi$
3,0	$-0,57 \cdot 10^{-2}$	62,396	0,468	$\pi$	3,0	$-0,24 \cdot 10^{-I}$	53,493	0,40I	$\pi$
3,5	$-0,55 \cdot 10^{-2}$	62,4I3	0,40I	$\pi$	3,5	$-0,24 \cdot 10^{-I}$	53,556	0,344	$\pi$
					7,0	$-0,18 \cdot 10^{-I}$	53,723	0,173	$\pi$
$E_{111}$					$H_{021}$				
$\beta$	$\beta_{\text{гp}}$	$f(\text{ггв})$	$\theta$		$\beta$	$\beta_{\text{гp}}$	$H_{011}$	$f(\text{ггв})$	$\theta$
I,8	$0,24 \cdot 10^{-I}$	73,844	0,923	$\pi$	2,0	$-0,93 \cdot 10^{-3}$	72,459	0,8I5	$\pi$
2,0	$0,49 \cdot 10^{-I}$	73,668	0,829	$\pi$	2,5	$-0,17 \cdot 10^{-2}$	72,469	0,652	$\pi$
2,5	$0,75 \cdot 10^{-I}$	73,195	0,659	$\pi$	3,0	$-0,19 \cdot 10^{-2}$	72,478	0,543	$\pi$
3,0	$0,79 \cdot 10^{-I}$	72,80I	0,546	$\pi$					
3,5	$0,70 \cdot 10^{-I}$	72,525	0,466	$\pi$					
7,0	$0,44 \cdot 10^{-I}$	7I,88I	0,23I	$\pi$					
$E_{012}$					$H_{021}$				
$\beta$	$\beta_{\text{гp}}$	$f(\text{ггв})$	$\theta$		$\beta$	$\beta_{\text{гp}}$	$H_{011}$	$f(\text{ггв})$	$\theta$
2,2	$-0,25 \cdot 10^{-2}$	95,085	0,972	$\pi$	I,8	$0,19 \cdot 10^{-3}$	74,949	0,937	$\pi$
2,5	$-0,19 \cdot 10^{-I}$	95,143	0,856	$\pi$	2,0	$0,38 \cdot 10^{-3}$	74,948	0,843	$\pi$
3,0	$-0,36 \cdot 10^{-I}$	95,320	0,715	$\pi$	2,5	$0,62 \cdot 10^{-3}$	74,944	0,674	$\pi$
3,5	$-0,43 \cdot 10^{-I}$	95,499	0,614	$\pi$	3,0	$0,68 \cdot 10^{-3}$	74,94I	0,562	$\pi$
					3,5	$0,69 \cdot 10^{-3}$	74,939	0,482	$\pi$
					4,0	$0,66 \cdot 10^{-3}$	74,937	0,42I	$\pi$
$H_{021}$					$H_{021}$				
3,0	$0,15 \cdot 10^{-2}$	III,73I	0,838	$\pi$	3,0	$0,15 \cdot 10^{-2}$	III,73I	0,838	$\pi$
3,5	$0,22 \cdot 10^{-2}$	III,72I	0,718	$\pi$	3,5	$0,22 \cdot 10^{-2}$	III,72I	0,718	$\pi$
4,0	$0,25 \cdot 10^{-2}$	III,712	0,628	$\pi$	4,0	$0,25 \cdot 10^{-2}$	III,712	0,628	$\pi$
4,5	$0,26 \cdot 10^{-2}$	III,704	0,558	$\pi$	4,5	$0,26 \cdot 10^{-2}$	III,704	0,558	$\pi$



СВВ 855-3541

Рис.3. Осциллограмма резонансных частот.

$\beta=1$  на рис. 3 приведена осциллограмма <sup>1/2</sup>, где показаны резонансные частоты для макета волновода с вышеуказанными параметрами. Частоты, соответствующие пикам слева направо, следующие:  $f = 34,380; 34,450; 34,515;$

$34,575$  ГГц. Авторы не дают объяснения этому явлению. Значение частоты, соответствующее наибольшему пику, отмечено на рис. 2 крестиком. Как видно, расчетное значение хорошо совпадает с измеренным.

В табл.3 показаны резонансные частоты гармоник поля с вариацией по азимуту, вычисленные по программе ALF. Все они выше в 1,5-3 раза частоты основной гармоники и имеют фазовые скорости  $\beta$  больше единицы. В связи с этим влияние их на продольное движение частиц пучка будет несущественным, однако их роль при неустойчивости типа "beam break-up", приводящей к увеличению поперечных размеров пучка с резко выраженной несимметрией, может быть значительной.

При использовании диафрагмированных волноводов как ускоряющих структур необходимо знать не только дисперсионные характеристики, но и энергетические величины. Важнейшими из них являются: величина вектора Пойнтинга  $-\Pi = [E \cdot H]$ , поток мощности, проходящей через структуру  $-P_w = 2\pi \int r |H| dr$ , энергия, запасенная волной в периоде структуры  $-W = \mu_0 \int_V |H_\phi|^2 dV$ , мощность потерь в проводящих

плоскостях  $P_s = R_s \int |H_\phi|^2 dS$ .

Одним из главных моментов при проектировании волновода в качестве ускоряющей структуры с высокой напряженностью поля является вопрос о распределении и величине электрического поля в системе.

На рис. 4, 5 приведены значения нормальной компоненты электрического поля вдоль проводящих поверхностей для основной гармоники поля в случае прямых дисков.

Как показал расчет, для волновода с закругленными краями дисков максимальное значение  $E_n$ , определяющее опасность пробоя в волноводе, на 16% меньше, чем для волновода с прямыми дисками.

На рис. 6 показано распределение электрического поля вдоль оси системы ( $E_z$ ) для половины пространственного периода структуры; кривые для прямых и закругленных дисков практически совпадают.

Поэтому среднее ускоряющее поле на оси системы одинаково для обоих вариантов ( $E_{cp} = 3,0 \cdot 10^8$  В/м).

Поток мощности составляет при этом  $6,88 \cdot 10^6$  Вт — для прямых дисков и  $9,05 \cdot 10^6$  Вт — для закругленных.

Таблица 4

NORM ON AVER ELECT FIELD ON AXIS		3.0000D 08	V/M
CAVITY LENGTH	0.1687	CM	
CAVITY RADIUS	0.3377	CM	
FREQUENCY IN IDEAL VACUUM	34372.5013	MHZ	
FREQUENCY IN REAL CONDUCTIVITY	34359.2615	MHZ	
LENGTH OF WAVE	0.8722	CM	
WAVE VALUE	7.2039	1/CM	
PHASE SHIFT PER PERIOD	139.2250	GRAD	
PHASE VELOCITY OF ZERO WAVE V/C	1.0000		
GROUP VELOCITY V/C	0.003657		
DISPERSION COEFFICIENT	274.4471		
ATTENUATION PER PERIOD	0.0090	DB	
ATTENUATION CONSTANT	2.6612D 00	DB/M	
FILLING TIME FOR PERIOD	3.0766D-03	MKSEC	
SERIOS RESISTANCE	7.4395D 04	OM	
STORED ENERGY	1.0587D-02	J	
IMPULSIVE POWER DISSIPATION	5.3659D 05	WATT	
MIDDLE POWER DISSIPATION	5.3659D 05	WATT	
DUTY FACTOR	1		
TRAWELING POWER FLUX	6.8822D 06	WATT	
QUALITY FACTOR	4.2611D 03		
NORM QUALITY Q/SQRT(LAMBDA)	4.5626D 04	1/SQRT(M)	
MAXIMUM OF ELECTRIC FIELD	6.5030D 08	V/M	
NEAR POINT WITH X=0.1445 CM	0.0822	CM	X=0.1464
MAXIMUM OF MAGNETIC FIELD	6.4420D 05	A/M	
NEAR POINT WITH X=0.0 CM,	0.2632	CM	X=0.0
MIDDLE ELECTRIC FIELD ON AXIS	3.0000D 08	V/M	
VOLTAGE ALONG THE AXIS	5.0597D 05	V	
SINCHRONOUS PHASE	0.0	GRAD	
TOTAL SHUNT RESISTANCE U**2/2/P	1.4144D 02	MOM/M	
FOR HARMONIC NUMBER	ZERO	FIRST	
PHASE VELOCITY V/C	1.0000	0.2797	
TRANSIT TIME FACTOR	0.8812	-0.0749	
ACCELERATION V	4.4587D 05	-3.7904D 04	
ACCELERATION RATE V/M	2.6437D 08	-2.2474D 07	
EFFECTIVE SUNT RES	219.6705	1.5875	
COUPLING RESISTANCE OM	9.7843D 03	5.4996D 00	
	0.1687	CM	
	0.3377	CM	
	34511.2424	MHZ	
	34497.9575	MHZ	
	0.8687	CM	
	7.2330	1/CM	
	139.7850	GRAD	
	1.0000		
	0.004833		
	207.9032		
	0.0068	DB	
	2.0175D 00	DB/M	
	2.3279D-03	MKSEC	
	5.3877D 04	OM	
	1.1061D-02	J	
	5.6174D 05	WATT	
	5.6174D 05	WATT	
	9.5033D 06	WATT	
	4.2698D 03		
	4.5812D 04	1/SQRT(M)	
	5.4655D 08	V/M	
	0.0944	CM	X=0.1464
	6.6012D 05	A/M	
	0.2632	CM	X=0.0
	3.0000D 08	V/M	
	5.0597D 05	V	
	0.0	GRAD	
	1.3511D 02	MOM/M	
	ZERO	FIRST	
	1.0000	0.2797	
	0.8863	-0.0709	
	4.4844D 05	-3.5887D 04	
	2.6589D 08	-2.1278D 07	
	212.2610	1.3593	
	7.1103D 03	3.5620D 00	

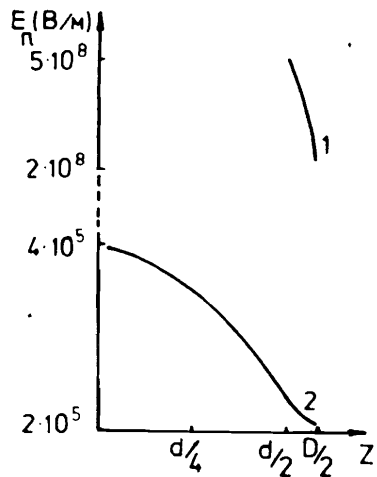


Рис. 4. Распределение  $E_n$ -компоненты вдоль оси  $z$ . 1 —  $r = a$ ; 2 —  $r = b$ .

Рис. 6. Распределение  $E_z$ -компоненты вдоль оси  $z$  при  $r = 0$ .

Полная сводка основных результатов расчета по программе MULTIMODE представлена в табл.4: LIN — для прямых, SQ — для закругленных дисков.

### ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В работе изложены результаты численного моделирования высокочастотных характеристик диафрагмированного волновода, проведенного для прямоугольных краев дисков по двум программам: MULTIMODE — на основе метода конечных элементов, ALF — на основе метода частичных областей.

Результаты вычисления дисперсионной зависимости — диаграмма Бриллюэна — показали совпадение результатов, что подтверждается также результатами измерений.

Пакет программ MULTIMODE использовался также для численного моделирования волновода с более сложной формой поперечного

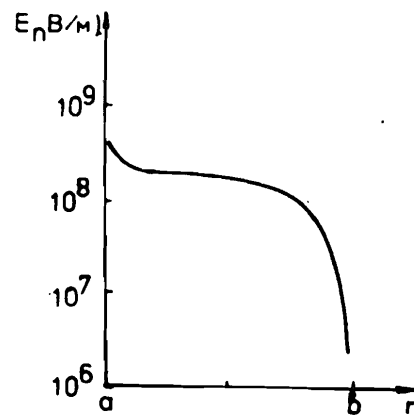
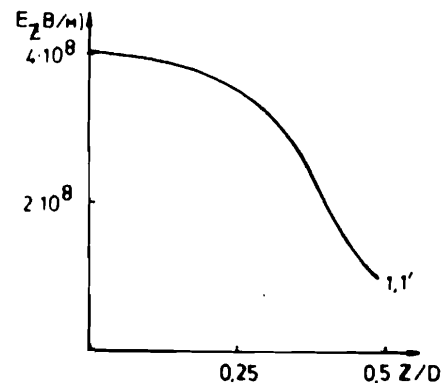


Рис. 5. Распределение  $E_n$ -компоненты по радиусу при  $z = d/2$ .



сечения (закругленные края дисков). Кроме того, эта программа позволяет рассмотреть ряд тонких эффектов в распределении поля и вычислить энергетические характеристики системы.

В заключение авторы благодарят Э.А.Перельштейна за плодотворные обсуждения.

### ЛИТЕРАТУРА

1. Hopkins D.B., Sessler A.M., Wurtele J.S. — Nucl. Instr. and Meth., 1984, 228, p.15.
2. Hopkins D.B., Kuenning R.W. — IEEE Trans. on Nucl. Science, v.NS-32, No.5, 1985, p.3416.
3. Bell M., Dome G. CERN Preprint 73-101, 1973.
4. Касчиев М.С., Парамонов В.В., Пузынин И.В. Препринт ОИЯИ P11-83-724, Дубна, 1983.
5. Вальднер О.А., Шальнов А.В., Диденко А.И. Ускоряющие волноводы и резонаторы. М.: Атомиздат, 1973.
6. Касчиев М.С., Касчиева В.А., Штрайт Э. Препринт ОИЯИ P11-83-146, Дубна, 1983.
7. Мамонов В.Н., Рубин С.Б. ОИЯИ, Б1-9-83-529, Дубна, 1983.
8. Бурштейн Э.Л., Воскресенский Г.В. Линейные ускорители электронов с интенсивными пучками. М.: Атомиздат, 1970.
9. Рубин С.Б. Взаимодействие электронного сгустка с ускоряющей системой. М.: Энергоатомиздат, 1985.
10. Гонин И.В. и др. Препринт ИЯИ АН СССР, П-0412, М., 1985.

Рукопись поступила в издательский отдел  
20 апреля 1987 года.