

УДК 621.384.6

ЭФФЕКТЫ ГРУППОВОЙ СКОРОСТИ ПРИ ВОЗБУЖДЕНИИ КИЛЬВАТЕРНЫХ ПОЛЕЙ В МНОГОСЛОЙНОМ ДИЭЛЕКТРИЧЕСКОМ РЕЗОНАТОРЕ

К.В. Галайдыч, П.И. Марков, Г.В. Сотников

*Национальный научный центр «Харьковский физико-технический институт»,
Харьков, Украина*

E-mail: sotnikov@kipt.kharkov.ua

Приведены результаты аналитического и численного исследования возбуждения пятizonного диэлектрического резонатора релятивистскими электронными сгустками. Проведено сравнение возбуждаемого продольного электрического поля в резонаторе и в соответствующей волноводной структуре. Показано, что оптимизацией параметров резонатора удастся добиться значительного подавления нерезонансных мод, а также симметричного поперечного распределения аксиального электрического поля в драйверном и ускорительном каналах.

1. ВВЕДЕНИЕ

Ускорение заряженных частиц кильватерными полями, возбуждаемыми сгустками заряженных частиц в диэлектрических структурах, принадлежит к перспективным методам ускорения. С целью достижения больших энергий ускоренных частиц, требующих в будущих мультитЭВ коллайдерах, недавно было предложено использовать многослойные диэлектрические структуры [1] с отдельными вакуумными каналами для ведущих и ускоряемых сгустков. Кроме несомненных технологических достоинств, использование таких двухканальных структур позволяет получить большое значение коэффициента трансформации, который определяет максимальную энергию ускоренных частиц. В коллинеарной схеме ускорения, где ведущий и ускоряемый сгустки распространяются в одном и том же вакуумном канале, коэффициент трансформации не может быть больше 2 [2]. Путем изменения ширины драйверного и ускорительного каналов в многозонной ускорительной структуре возможно управлять величиной коэффициента трансформации [3]. Рабочая мода ускоряющей волны в многозонной ускорительной структуре выбирается таким образом, чтобы она имела симметричное распределение продольного электрического поля в поперечном сечении каждого из вакуумных каналов [3,4]. Это позволяет существенно снизить поперечные силы, действующие на возбуждающий и ускоряемый сгустки по сравнению с одноканальной диэлектрической структурой и, таким образом, повысить эффективность ускорения. Это является еще одним достоинством многозонной структуры.

Проведенные до настоящего времени теоретические исследования возбуждения кильватерных полей в многозонных структурах выполнены в волноводной постановке, когда замедляющая структура предполагается неограниченной в продольном относительно движения сгустков направлении. В таком приближении возбуждаемое поле представляется в

виде суперпозиции резонансных с частицами сгустков собственных волн диэлектрического волновода. Эффекты, связанные с групповой скоростью возбуждаемых волн и переходным излучением [5], при этом оказываются за рамками принятого приближения. В то же время, как показывают результаты численного моделирования с использованием РИС-метода [3,4], эти эффекты оказываются существенными, особенно для структур с тонкими диэлектрическими слоями.

Эффекты, связанные с групповой скоростью возбуждаемого кильватерного поля и переходным излучением, наиболее просто учесть в резонаторной постановке [6]. В настоящей работе мы исследуем эти эффекты при возбуждении электронными сгустками пятizonной прямоугольной диэлектрической структуры [3].

2. ПОСТАНОВКА ЗАДАЧИ

Рассмотрим пятizonную диэлектрическую ускорительную структуру, поперечное сечение которой изображено на Рис.1, которая представляет собой прямоугольный диэлектрический резонатор размерами $a \times b \times L$, в котором параллельно одной из стенок размещены диэлектрические пластины. Две зоны из пяти – вакуумные – это, так называемые, драйверный и ускорительный каналы.

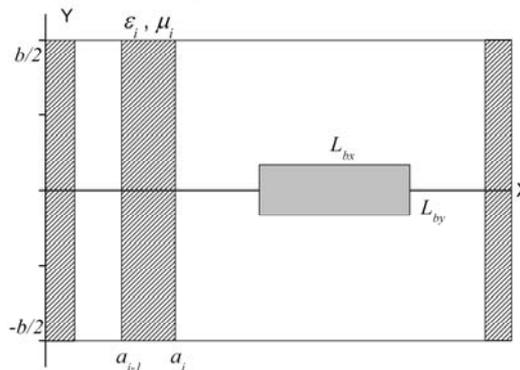


Рис.1. Поперечное сечение резонатора

В драйверный канал инжектируются электронные сгустки с зарядом Q_b и размером $L_{bx} \times L_{by} \times L_{bz}$, которые движутся в нем с постоянной скоростью v_0 и возбуждают электромагнитное поле за счет излучения Вавилова-Черенкова.

Будем моделировать сгустки макрочастицами. Плотности заряда и тока представим в виде
$$\rho = \sum_{p \in V_R} q_p \delta(\mathbf{r} - \mathbf{r}_p(t, t_0)), \quad \mathbf{j} = \sum_{p \in V_R} q_p \mathbf{v}_p \delta(\mathbf{r} - \mathbf{r}_p(t, t_0)), \quad (1)$$
 где q_p - заряд макрочастицы, t_0 - время влета в резонатор, а \mathbf{r}_p и \mathbf{v}_p - ее координаты и скорость, в общем случае зависящие от времени t . Суммирование в (1) ведется по всем частицам, находящимся в объеме резонатора V_R .

Получим выражения для полей, возбуждаемых сгустками частиц с плотностями зарядов и токов, описываемых выражениями (1).

Поля в резонаторе могут быть представлены как сумма вихревого и потенциального полей [7]:

$$\mathbf{E} = \mathbf{E}^t + \mathbf{E}^l, \quad \mathbf{H} = \mathbf{H}^t, \quad (2)$$

где потенциальное электрическое поле, которое можно представить в виде $\mathbf{E}^l = -\nabla\Phi$, удовлетворяет уравнению

$$\text{div}(\varepsilon(x)\mathbf{E}^l) = 4\pi\rho. \quad (3)$$

Решение уравнения (3) может быть записано в виде [8]

$$\Phi(\mathbf{r}) = \frac{32\pi}{abL} \sum_{p, m, l} \frac{q_p X_m(x_p) \sin k_y^n (y_p + b/2) \sin k_z^l z_p}{\|X_m\|^2 ((k_x^m)^2 + (k_y^n)^2 + (k_z^l)^2)} \times X_m(x) \sin k_y^n (y + b/2) \sin k_z^l z, \quad (4)$$

где $k_y^n = \pi n/b$, $k_z^l = \pi l/L$.

Функции $X_m(a_{i-1} \leq x \leq a_i) \equiv \varphi^{(i)}(x)$, определяющие зависимость потенциала от поперечной к пластинам координаты, определяются как

$$\varphi_m^{(i)}(x) = \left(\cos k_x^m (x - a_i), \frac{1}{\varepsilon_i k_x} \sin k_x^m (x - a_i) \right) \chi_m^{(i)}, \quad (5)$$

$$\chi_m^{(i \leq N-2)} = \left(\prod_{j=i+1}^{N-1} V^{(j)} \right) \begin{pmatrix} -\sin k_x w_N \\ \varepsilon_N k_x \cos k_x w_N \end{pmatrix},$$

$$\chi_m^{(N-1)} = \begin{pmatrix} -\sin k_x w_N \\ \varepsilon_N k_x \cos k_x w_N \end{pmatrix}, \quad \chi_m^{(N)} = \begin{pmatrix} 0 \\ \varepsilon_N k_x \end{pmatrix}, \quad (6)$$

$$V^{(i)} = \begin{pmatrix} \cos k_x w_i & -\sin k_x w_i \\ \varepsilon_i k_x \sin k_x w_i & \cos k_x w_i \end{pmatrix},$$

где i - номер слоя ($1 \leq i \leq N$, N - число слоев); $w_i = a_i - a_{i-1}$ и $\varepsilon(a_{i-1} \leq x \leq a_i) \equiv \varepsilon_i$ - ширина и диэлектрическая проницаемость i -й зоны соответственно.

Норма собственных функций $X_m(x)$ определена следующим образом:

$$\|X_m\|^2 = \frac{2}{a} \sum_{i=1}^N \varepsilon_i \int_{a_{i-1}}^{a_i} [\varphi_m^{(i)}(x)]^2 dx. \quad (7)$$

Собственные значения k_x определяются из дисперсионного уравнения:

$$\left(\cos k_x w_1, -\frac{\sin k_x w_1}{\varepsilon_1 k_x} \right) \left(\prod_{j=2}^{N-1} V^{(j)} \right) \begin{pmatrix} -\sin k_x w_N \\ \varepsilon_N k_x \cos k_x w_N \end{pmatrix} = 0. \quad (8)$$

Вихревые поля \mathbf{E}^t и \mathbf{H}^t (для которых выполняются соотношения $\text{div}(\varepsilon(x)\mathbf{E}^t) = 0$, $\text{div}(\mu(x)\mathbf{H}^t) = 0$) удовлетворяют первому и второму уравнениям Максвелла:

$$\text{rot}\mathbf{H}^t = \frac{\varepsilon(x)}{c} \frac{\partial \mathbf{E}^t}{\partial t} + \frac{4\pi}{c} \mathbf{j}, \quad \text{rot}\mathbf{E}^t = -\frac{\mu(x)}{c} \frac{\partial \mathbf{H}^t}{\partial t}. \quad (9)$$

Искать решения для вихревых составляющих электромагнитного поля можно путем разложения искомых полей по собственным вихревым полям пустого многослойного резонатора. Т.е. представить \mathbf{E}^t и \mathbf{H}^t в виде

$$\mathbf{E}^t = \sum_s A_s(t) \mathbf{E}_s(\mathbf{r}), \quad \mathbf{H}^t = -i \sum_s B_s(t) \mathbf{H}_s(\mathbf{r}). \quad (10)$$

Функции, описывающие пространственную структуру вихревых полей $\mathbf{E}_s(\mathbf{r})$ и $\mathbf{H}_s(\mathbf{r})$, удовлетворяют при этом уравнениям:

$$\text{rot}\mathbf{H}_s = -ik_s \varepsilon(x) \mathbf{E}_s, \quad \text{rot}\mathbf{E}_s = ik_s \mu(x) \mathbf{H}_s, \quad (11)$$

где $k_s = \omega_s/c$, $\omega_s \equiv \omega_{mnl}$ - есть собственные частоты рассматриваемого резонатора.

Выражения для коэффициентов $A_s(t)$ и $B_s(t)$ находятся с помощью методики, развитой в [7], и имеют следующий вид:

$$B_s(t) = -\int_0^t dt' \sin \omega_s (t-t') R_s(t'), \quad A_s(t) = \frac{1}{\omega_s} \frac{dB_s}{dt}, \quad (12)$$

$$R_s(t) = \frac{1}{N_s} \sum_{p \in V_R} q_p \mathbf{v}_p(t) \mathbf{E}_s^*(\mathbf{r} = \mathbf{r}_p(t, t_0)),$$

где N_s - есть норма поля.

Вихревые составляющие электромагнитного поля в многослойных диэлектрических структурах можно представить как суперпозицию LSM- и LSE-волн [9, 10]. Продольная компонента электрического поля E_{zs} , полученная для случая волновода в работе [9], обобщается на рассматриваемую резонаторную структуру заменой непрерывного продольного волнового числа k_z на его дискретные значения $k_z^l = \pi l/L$ в резонаторе.

Для LSM-волны E_{zs} записывается в виде

$$E_{zs} = \frac{k_z^l}{\kappa_{ml}^2} \frac{d}{dx} (\varepsilon(x) e_{xs}^{(i)}(x)) \sin k_y^n (y + b/2) \cos k_z^l z, \quad (13)$$

где $\kappa_{ml}^2 = (k_y^n)^2 + (k_z^l)^2$, а функции $e_{xs}^{(i)}(x)$ определяются следующим образом:

$$e_{xs}^{(i)} = \frac{1}{\varepsilon_i} \left(\cos k_{xs}^i (a_i - x), -\frac{\varepsilon_i}{k_{xs}^i} \sin k_{xs}^i (a_i - x) \right) \xi_s^{(i)}, \quad (14)$$

$$\xi_s^{(i \leq N-2)} = \left(\prod_{j=i+1}^{N-1} S_s^{(j)} \right) \left(\frac{\cos k_{xs}^N w_N}{\varepsilon_N} \sin k_{xs}^N w_N \right) \frac{\varepsilon_N}{\cos k_{xs}^N a_N},$$

$$\xi_s^{(N-1)} = \left(\frac{\cos k_{xs}^N w_N}{\varepsilon_N} \sin k_{xs}^N w_N \right) \frac{\varepsilon_N}{\cos k_{xs}^N a_N}, \quad (15)$$

$$\xi_s^{(N)} = \begin{pmatrix} 1 \\ 0 \end{pmatrix} \frac{\varepsilon_N}{\cos k_{xs}^N a_N}, S^{(i)} \equiv \begin{pmatrix} \cos k_x^i w_i & -\frac{\varepsilon_i}{k_x^i} \sin k_x^i w_i \\ \frac{k_x^i}{\varepsilon_i} \sin k_x^i w_i & \cos k_x^i w_i \end{pmatrix},$$

где, $\mu(a_{i-1} \leq x \leq a_i) \equiv \mu_i$ – магнитная восприимчивость i -й зоны, а $(k_x^i)^2 = \omega^2 \varepsilon_i \mu_i / c^2 - (k_y^i)^2 - (k_z^i)^2$.

Для LSE-волн E_{zs} записывается как

$$E_{zs} = \frac{ik_s k_y^n}{\kappa_{nl}^2} \mu(x) h_{xs}^{(i)}(x) \sin k_y^n (y + b/2) \cos k_z^l z, \quad (16)$$

где $h_{xs}^{(i)}(x)$ определена следующим образом:

$$h_{xs}^{(i)} = \frac{1}{\mu_i} \left(\cos k_{xs}^i (a_i - x), -\frac{\mu_i}{k_{xs}^i} \sin k_{xs}^i (a_i - x) \right) \xi_s^{(i)}, \quad (17)$$

$$\xi_s^{(i \leq N-2)} = \left(\prod_{j=i+1}^{N-1} T_s^{(j)} \right) \left(-\frac{\mu_N}{k_{xs}^N} \sin k_{xs}^N w_N \right) \frac{k_{xs}^{(N)}}{\sin k_{xs}^{(N)} a_N},$$

$$\xi_s^{(N-1)} = \left(-\frac{\mu_N}{k_{xs}^N} \sin k_{xs}^N w_N \right) \frac{k_{xs}^{(N)}}{\sin k_{xs}^{(N)} a_N}, \quad (18)$$

$$\xi_s^{(N)} = \begin{pmatrix} 0 \\ 1 \end{pmatrix} \frac{k_{xs}^{(N)}}{\sin k_{xs}^{(N)} a_N}, T^{(i)} \equiv \begin{pmatrix} \cos k_x^i w_i & -\frac{\mu_i}{k_x^i} \sin k_x^i w_i \\ \frac{k_x^i}{\varepsilon_i} \sin k_x^i w_i & \cos k_x^i w_i \end{pmatrix}.$$

Собственные частоты ω_s резонатора определяются из дисперсионных уравнений для LSM-и LSE-волн [10].

Для LSM- волн это уравнение имеет вид:

$$\left(\frac{k_x^1}{\varepsilon_1} \sin k_x^1 w_1, \cos k_x^1 w_1 \right) \left(\prod_{i=2}^{N \geq 3} S^{(i)} \right) \begin{pmatrix} \cos k_x^N w_N \\ \frac{k_x^N}{\varepsilon_N} \sin k_x^N w_N \end{pmatrix} = 0, \quad (19)$$

а для LSE волн

$$\left(\cos k_x^1 w_1, -\frac{\mu_1}{k_x^1} \sin k_x^1 w_1 \right) \left(\prod_{i=2}^{N \geq 3} T^{(i)} \right) \begin{pmatrix} -\frac{\mu_N}{k_x^N} \sin k_x^N w_N \\ \cos k_x^N w_N \end{pmatrix} = 0. \quad (20)$$

Нормы LSM-и LSE-волн определяются выражениями:

$$N_s^{(LSM)} = \frac{k_s^2 b L}{16 \pi \kappa_{nl}^2} \sum_{i=1}^N \varepsilon_i \mu_i \int_{a_{i-1}}^{a_i} \left(e_{xs}^{(i)} \right)^2 dx, \quad (21)$$

$$N_s^{(LSE)} = \frac{k_s^2 b L \delta_{l,0}}{16 \pi \kappa_{nl}^2} \sum_{i=1}^N \varepsilon_i \mu_i^2 \int_{a_{i-1}}^{a_i} \left(h_{xs}^{(i)} \right)^2 dx, \delta_{l,0} = \begin{cases} 2, l = 0 \\ 1, l \neq 0. \end{cases}$$

Так как возбуждение резонатора рассматривается в приближении пренебрежения обратным влиянием возбуждаемого поля на сгустки, то для коэффициентов A_s и B_s могут быть получены аналитические выражения, и от суммирования по частицам можно перейти к интегрированию по поперечному положению частиц и временам влета в резонатор. В результате, для последовательности из N_b -идентичных сгустков, инжектируемых с периодом следования τ с однородным распределением плотности заряда, получим:

$$A_s = C_s \sum_{j=0}^{N_b-1} \theta(t - j\tau) \left[\cos k_z^l v_0 (t - j\tau) - \cos \omega_s (t - j\tau) \right] - \theta(t - j\tau - L_{bz} / v_0) \left[\cos k_z^l v_0 (t - j\tau - L_{bz} / v_0) - \cos \omega_s (t - j\tau - L_{bz} / v_0) \right] - (-1)^l \theta(t - j\tau - L / v_0) \cdot \left[\cos k_z^l v_0 (t - j\tau - L / v_0) - \cos \omega_s (t - j\tau - L / v_0) \right] + (-1)^l \theta(t - j\tau - L_{bz} / v_0 - L / v_0) \cdot \left[\cos k_z^l v_0 (t - j\tau - L_{bz} / v_0 - L / v_0) - \cos \omega_s (t - j\tau - L_{bz} / v_0 - L / v_0) \right],$$

где для LSM-волн коэффициент C_s имеет вид:

$$C_s^{(LSM)} = -\frac{Q_b v_0^2 k_z^l \int_{L_{bx}} dx_p \frac{de_{xs}^{N-1}(x_p)}{dx} \sin(k_y^n L_{by} / 2)}{N_s L_{bx} L_{bz} \kappa_{nl}^2 (\omega_s^2 - (k_z^l)^2 v_0^2) (k_y^n L_{by} / 2)}, \quad (23)$$

а для LSE-волн

$$C_s^{(LSE)} = -\frac{Q_b v_0^2 \omega_s k_y^n \int_{L_{bx}} dx_p h_{xs}^{N-1}(x_p) \sin(k_y^n L_{by} / 2)}{N_s L_{bx} L_{bz} \kappa_{nl}^2 (\omega_s^2 - (k_z^l)^2 v_0^2) (k_y^n L_{by} / 2)}. \quad (24)$$

Аналогично для потенциала имеем

$$\Phi(\mathbf{r}) = \frac{32 \pi Q_b v_0}{ab L L_{bx} L_{bz}} \sum_{m=1}^{m_{nl}} \frac{D_s(t) X_m(x) \sin k_y^n (y + b/2) \sin k_z^l z}{\|X_m\|^2 \left((k_x^m)^2 + (k_y^n)^2 + (k_z^l)^2 \right)} \frac{\sin(k_y^n L_{by} / 2)}{(k_y^n L_{by} / 2)} \int_{L_{bx}} dx_p \varphi_m^{N-1}(x_p), \quad (25)$$

где

$$D_s = -\frac{1}{k_z^l v_0} \sum_{j=0}^{N_b-1} \theta(t - j\tau) \left[\cos k_z^l v_0 (t - j\tau) - 1 \right] - \theta(t - j\tau - L_{bz} / v_0) \left[\cos k_z^l v_0 (t - j\tau - L_{bz} / v_0) - 1 \right] - (-1)^l \theta(t - j\tau - L / v_0) \left[\cos k_z^l v_0 (t - j\tau - L / v_0) - 1 \right] + (-1)^l \theta(t - j\tau - L_{bz} / v_0 - L / v_0) \cdot \left[\cos k_z^l v_0 (t - j\tau - L_{bz} / v_0 - L / v_0) - 1 \right]. \quad (26)$$

Полученные выражения для потенциала, а также амплитуд разложения вихревого поля позволяют проанализировать линейную стадию возбуждения многослойного диэлектрического резонатора электронными сгустками.

3. РЕЗУЛЬТАТЫ ЧИСЛЕННОГО АНАЛИЗА

Целью численных расчетов был теоретический анализ влияния продольной ограниченности пятizonной диэлектрической ускорительной структуры на возбуждение в ней кильватерных полей электронными сгустками в сравнении с соответствующей волноводной постановкой [3].

Для численного анализа были выбраны следующие значения параметров. Заряд сгустка составлял 50 нКл, энергия электронов сгустка – 14 МэВ, размеры сгустка – $L_{bx} = 0.6$ см, $L_{by} = 0.2$ см, $L_{bz} = 0.4$ см.

Резонатор представлял собой отрезок металлического прямоугольного пятizonного диэлектрического волновода длиной L , торцы которого закрыты металлическими стенками, прозрачными для заряженных частиц. Поперечные параметры резонатора были следующие: ширина резонатора $a = 1.8576$ см, высота $b = 0.6$ см; толщины пластин такие, что $w_1 = 0.1237$ см, $w_3 = 0.2288$ см, $w_5 = 0.1051$ см; ширина драйверного канала составляла 1.2 см, ускорительного – 0.2 см; диэлектрическая проницаемость пластин $\varepsilon = 4.76$, магнитная восприимчивость $\mu = 1$. Длина резонатора была выбрана такой, что на ней укладывалось десять длин волн резонансной со сгустком моды $LSM_{3,1,20}$ (поперечное распределение которой симметрично в обоих вакуумных каналах) и составляла 9.9878 см. Такой выбор параметров резонатора обеспечивал выполнение условий резонансной концепции ускорителя на кильватерных полях в диэлектрическом резонаторе [6].

На Рис.2 приведено продольное распределение аксиального электрического поля в волноводе и резонаторе, возбуждаемое одиночным сгустком (вычисленное в центре драйверного канала).

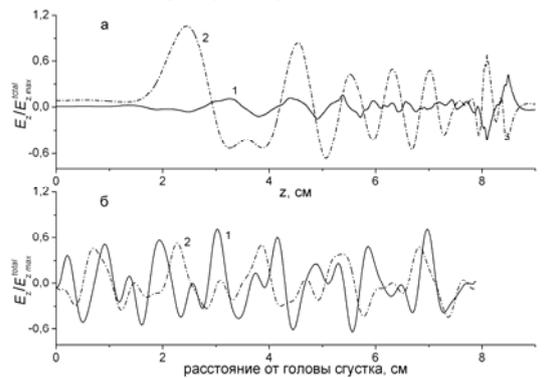


Рис.2. Продольное распределение аксиального электрического поля в резонаторе (а) и волноводе (б) от одного сгустка. 1–LSM-поле, 2–LSE-поле

Из Рис.2 видно, что поля, возбуждаемые в волноводе и в резонаторе, существенно отличаются. В волноводе амплитуды LSM-и LSE-полей одного порядка, тогда как в резонаторе амплитуда LSE-поля (в которое включено также и потенциальное поле) существенно превосходит амплитуду LSM-поля. Анализ продольного и поперечного распределения амплитуд мод, составляющих LSM-и LSE-поля в резонаторе, показал, что при выбранных параметрах резонатора достаточно сильно возбуждаются объемные, далекие от резонанса с пучком, LSE-моды, которые не учитываются в волноводной постановке задачи.

Результаты численного анализа показали, что, изменяя высоту резонатора (оставляя неизменной частоту резонансной со сгустком моды $LSM_{3,1,20}$), можно управлять амплитудами составляющих полного поля. На Рис.3 представлено распределение продольного электрического поля вдоль оси драйверного канала резонатора, возбуждаемого одиночным сгустком, рассчитанное для значений высоты резонатора $b = 1.2$ см (см. Рис.3,а) и $b = 2.0$ см (см. Рис.3,б).

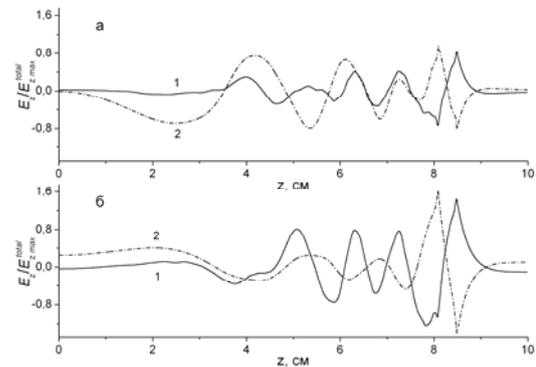


Рис.3. Распределение аксиального электрического поля в резонаторе для $b=1,2$ см (а) и $b=2,0$ см (б) от одного сгустка. 1 – LSM-поле, 2 – LSE-поле

Из Рис.3 видно, что увеличение высоты ускорительной структуры приводит к увеличению амплитуды возбуждаемого LSM-поля и уменьшению амплитуды LSE-поля как в области непосредственно за сгустком, так и в области группового фронта. Причина того, что при увеличении высоты резонатора изменяется соотношение между амплитудами составляющих полного поля, вероятно, заключается в том, что при этом меняется характер поперечного распределения (поверхностный или объемный) амплитуд мод LSM-и LSE-поля, а также увеличивается вклад низкочастотных составляющих полей (что подтверждается проведенным спектральным анализом).

Результаты расчета возбуждения резонатора последовательностью из ста сгустков для значения высоты $b = 1.2$ см представлены на Рис.4. Частота следования сгустков выбиралась равной частоте моды $LSM_{3,1,20}$, и составляла 30 ГГц. Распределения продольной составляющей электрического поля соответствуют моменту времени, когда сотый сгусток полностью вошел в резонатор.

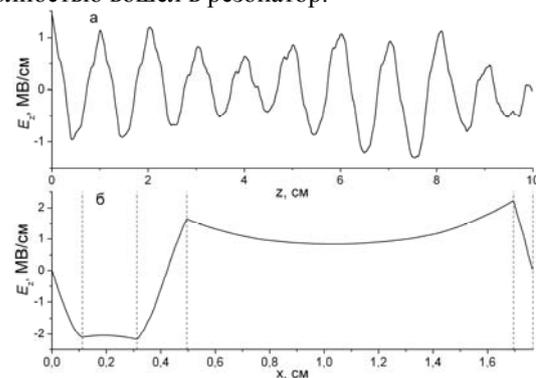


Рис.4. Продольное (а) и поперечное (б) распределения аксиального электрического поля в резонаторе от ста сгустков. Штриховые линии – границы слоев

Видно, что последовательность сгустков регулирует возбуждаемое кильватерное поле. При этом с увеличением числа инжектированных сгустков в продольном направлении четче выделяется период, равный резонансной длине волны (расстоянию между сгустками), а в поперечном направлении структура становится симметричной в вакуумных каналах. Причем, значение поля в центре ускорительного канала превосходит значение поля в центре драйверного канала.

Следует отметить, что последовательность сгустков с той же частотой следования не подавляет большое *LSE*-поле при высоте резонатора $b = 0.6$ см. При этом также не удается добиться продольной регулярности и симметричности поля в вакуумных каналах.

ВЫВОДЫ

Основные результаты, полученные в работе, состоят в следующем.

Проведенный численный анализ возбуждения пятизонного диэлектрического резонатора электронными сгустками в приближении их заданного движения показал существенную роль продольной ограниченности ускорительной структуры.

Изменение высоты резонатора приводит к изменению соотношения между амплитудами составляющих полного поля, возбуждаемого электронным сгустком.

Используя последовательность сгустков, можно получить аксиальное поле достаточно большой амплитуды, регулярное в продольном направлении, с симметричным распределением в вакуумных каналах.

ЛИТЕРАТУРА

1. C. Wang, T.C. Marshall, V.P. Yakovlev, J.L. Hirshfield. Rectangular dielectric-lined two-beam wakefield accelerator structure // *Proc. PAC 2005*. IEEE, 2005, p.1333-1335.
2. K.L.F. Bane, P.B. Wilson, T. Weiland. Wake fields and wake field acceleration // *Physics of High Energy Particle Accelerators. AIP Conf. Proc. 127*. 1985, p.875-928.
3. G.V. Sotnikov, T.C. Marshall, S.Y. Shchelkunov, et al. Two-Channel Rectangular Dielectric Wake Field Accelerator Structure Experiment // *Advanced Accelerator Workshop. AIP Conf. Proc. 1086*. 2009, p.415-420.
4. G.V. Sotnikov, T.C. Marshall, J.L. Hirshfield, S.V. Shchelkunov. Analysis of a symmetric terahertz dielectric-lined rectangular structure for high gradient acceleration // *Strong Microwaves: Sources and Applications*. Nizhny Novgorod: Inst. of Appl. Physics Russ. Acad. of Scien. 2009, v.1, p.243-247.
5. В.А. Балакирев, И.Н. Онищенко, Д.Ю. Сидоренко, Г.В. Сотников. Возбуждение кильватерного поля релятивистским электронным сгустком в полубесконечном диэлектрическом волноводе // *ЖЭТФ*. 2001, т.120, №1(7), с.41-51.
6. Н.И. Онищенко, Г.В. Сотников. Теоретические исследования резонаторной концепции ускорителя на кильватерных полях в диэлектрике // *Вопросы атомной науки и техники. Серия «Плазменная электроника и новые методы ускорения»* (5). 2006, №5, с.203-207.
7. Л.А. Вайнштейн. *Электромагнитные волны*. 2-е изд. М.: «Радио и связь», 1988, с.440.
8. К.В. Галайдыч, Г.В. Сотников. Нелинейная теория возбуждения кильватерных полей электронными сгустками в прямоугольном многослойном диэлектрическом резонаторе // *Вопросы атомной науки и техники. Серия «Ядерно-физические исследования»* (6). 2010, №3, с.98-102.
9. C. Wang, J.L. Hirshfield. Theory for wakefields in a multizone dielectric lined waveguide // *Phys. Rev. ST Accel. Beams*. 2006, v.9, №3, 031301(18).
10. Ю.В. Егоров. *Частично заполненные волноводы*. М.: «Советское радио», 1967, с.216.

Статья поступила в редакцию 19.05.2010 г.

GROUP VELOCITY EFFECTS UNDER WAKEFIELD EXCITATION IN A RECTANGULAR MULTIZONE DIELECTRIC RESONATOR

K.V. Galaydych, P.I. Markov, G.V. Sotnikov

Results of analytical and numerical investigations of excitation the five zone dielectric resonator by relativistic electron bunches are presented. Comparison of an excited longitudinal electric field in the resonator and in corresponding waveguide structure is lead. It is shown, that under optimization of resonator parameters is possible to achieve significant suppression of not resonant modes, and also symmetric cross-section distribution of an axial electric field in drive and accelerating channels.

ЕФЕКТИ ГРУПОВОЇ ШВИДКОСТІ ПРИ ЗБУДЖЕННІ КІЛЬВАТЕРНИХ ПОЛІВ У БАГАТОШАРОВОМУ ДІЕЛЕКТРИЧНОМУ РЕЗОНАТОРІ

К.В. Галайдыч, П.І. Марков, Г.В. Сотніков

Наведено результати аналітичного та чисельного дослідження збудження п'ятизонного діелектричного резонатора релятивістськими електронними згустками. Проведено порівняння збуджуемого поздовжнього електричного поля в резонаторі та у відповідній хвильовдній структурі. Показано, що оптимізацією параметрів резонатора вдається досягти значного зниження амплітуд нерезонансних мод, а також симетричного поперечного розподілу аксіального електричного поля в збуджуючому та прискорювальному каналах.