

ПЯТИЗОННАЯ ДВУХКАНАЛЬНАЯ КИЛЬВАТЕРНАЯ ДИЭЛЕКТРИЧЕСКАЯ СТРУКТУРА ДЛЯ ЭКСПЕРИМЕНТОВ ПО ДВУХПУЧКОВОМУ УСКОРЕНИЮ В ANL

Г.В. Сотников¹, И.Н. Онищенко¹, Дж.Л. Хириффилд^{2,3}, Т.К. Маршалл^{2,4}
¹*ННЦ «Харьковский физико-технический институт», Харьков, Украина*
²*Omega-P, Inc., 199 Whitney Avenue, New Haven Connecticut 06511, USA*
³*Department of Physics, Yale University, New Haven, Connecticut 06520, USA*
⁴*Department of Applied Physics, Columbia University, New York City 10027 USA*
E-mail: sotnikov@kipt.kharkov.ua

Представлены результаты разработки диэлектрической структуры для планируемых в Argonne National Laboratory экспериментов по двухпучковому ускорению. Исследуемая структура - прямоугольный волновод с тремя диэлектрическими пластинами и двумя вакуумными каналами для возбуждающего и ускоряющего сгустков. Цель оптимизации параметров - получить необходимую рабочую частоту и моду колебаний, симметричное в вакуумных каналах поперечное распределение поля, большое значение коэффициента трансформации и высокий ускоряющий градиент. Оптимизация выполнена для диэлектрических пластин из кордиерита.

1. ВВЕДЕНИЕ

Ускорение заряженных частиц кильватерными полями, возбуждаемыми сгустком или последовательностью сгустков, принадлежит к двухпучковым схемам ускорения. Двухпучковые схемы ускорения предложены достаточно давно, хорошо изучены теоретически, в настоящее время один ускорительный проект (не использующий кильватерные поля) - CLIC в Церне - находится в стадии интенсивной инженерной и экспериментальной разработки. В стадии меньшей интенсивности находятся исследования ускорения с помощью кильватерных полей, возбуждаемых в диэлектрических структурах. Но, как показали уже проведенные теоретические и экспериментальные исследования, темп ускорения может быть существенно выше, чем в существующих ускорителях, и диэлектрические структуры могут быть использованы в будущих мульти-ТэВ коллайдерах.

Исторически большинство исследований по кильватерным полям в диэлектрических структурах выполнено для цилиндрических конфигураций. В последнее время значительный интерес проявляется к планарным [1-7] и прямоугольным конфигурациям диэлектрических структур [8,9]. Это вызвано их следующими преимуществами:

- простота изготовления;
- легкая настройка рабочей частоты посредством подгонки металлических стенок волновода, свободных от диэлектрика;
- для данной частоты и ускоряющего напряжения они могут запастать энергии больше, чем цилиндрические конфигурации, что приводит к уменьшению пучковой нагрузки [7];
- дополнительная внутренняя фокусировка - структура поперечных сил, действующих на электронный пучок, подобна имеющейся при квадрупольной фокусировке [1,3,8];
- возможность реализации многомодового режима возбуждения, приводящая к значительному увеличению амплитуды кильватерного поля [2,7].

Рассмотренные в [1-9] диэлектрические структуры являются трехзонными (планарные отличаются от прямоугольных тем, что размер в одном из поперечных направлений существенно больше размера в другом направлении), т.е. имеется две диэлектрические пластины и один вакуумный канал. Недавно предложена пятизонная диэлектрическая структура [10] с двумя вакуумными каналами, один - для ведущих сгустков, второй - для ускоряемого сгустка. Она имеет дополнительные достоинства:

- гибкость в получении необходимого коэффициента трансформации между каналами;
- возможность простой технической реализации подавления возбуждаемых нежелательных мод, например, посредством аксиальных щелей;
- непрерывная и независимая вакуумная откачка вакуумных каналов через невозмущающие аксиальные щели.

Теоретические исследования и численное моделирование пятизонных диэлектрических структур [10,11] показали перспективность их как секций будущего кильватерного ускорителя. С целью проверки основных принципов такого ускорителя, в особенности, возможности получения больших коэффициентов трансформации и больших напряженностей ускоряющего поля, на базе ускорительного комплекса ANL, будет проведена серия экспериментов. Имеющееся в ANL оборудование позволяет получать одиночные сгустки с энергией 14 МэВ и зарядом 1...100 нКл и последовательности из 64 сгустков, каждый с зарядом 50 нКл. Ниже приведены результаты расчета и оптимизации диэлектрических структур, служащих для возбуждения в них рабочей моды типа LSM_{31} . Именно эта мода обеспечивает симметричную поперечную структуру поля в вакуумных каналах и большое значение коэффициента трансформации.

2. ОСНОВНЫЕ ФОРМУЛЫ, ПРИМЕНЯЕМЫЕ В РАСЧЕТАХ

Пятизонную диэлектрическую структуру можно представить как частный случай ($\varepsilon_1 = \varepsilon_2$) шестизонной, поперечное сечение которой показано на Рис.1. А шестизонную диэлектрическую структуру можно условно разбить на две симметричные трехзонные структуры, каждая из которых имеет диэлектрические пластины одинаковой толщины. Известно [12,13,3,7], что собственные волны трехзонной диэлектрической структуры можно представить в виде суперпозиции нечетных LSM- и LSE-мод и четных LSM- и LSE-мод. Нечетные моды имеют симметричное в перпендикулярном к пластинам направлении распределение продольного электрического поля E_z , обращаемое в ноль на внешних границах диэлектрических пластин. Поэтому, если на Рис.1 на границе между двумя диэлектриками условно ввести металлическую стенку, то она не окажет возмущения на симметричные волны, которые и представляют интерес для расчета ускорительной структуры. Простейшей волной в шестизонной структуре, имеющей указанные свойства, является LSM₃₁.

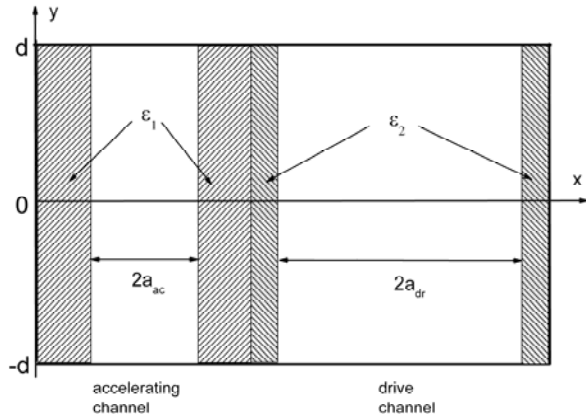


Рис.1. Поперечное сечение структуры

Приведенные рассуждения являются отправной точкой для выбора размеров структуры. Другой важный момент – если мы хотим получить большой коэффициент трансформации между каналами ускорения и возбуждения, размер канала, в котором распространяется ведущий сгусток, должен быть значительно больше, чем ускорительный канал.

Собственные частоты многозонной диэлектрической структуры, возбуждаемые электронным сгустком, будем определять из дисперсионных уравнений для LSM- и LSE-волн [13,14]. Компактная форма этих уравнений [15] для LSM-волн имеет вид

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

и для LSE волн имеет вид

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

$$\text{где матрица } S_i \equiv \begin{pmatrix} \cos k_x^i w_i & -\frac{\varepsilon_i}{k_x^i} \sin k_x^i w_i \\ \frac{k_x^i}{\varepsilon_i} \sin k_x^i w_i & \cos k_x^i w_i \end{pmatrix},$$

$$\text{и матрица } T_i \equiv \begin{pmatrix} \cos k_x^i w_i & -\frac{\mu_i}{k_x^i} \sin k_x^i w_i \\ \frac{k_x^i}{\mu_i} \sin k_x^i w_i & \cos k_x^i w_i \end{pmatrix},$$

$(k_x^i)^2 = (\beta_0^2 \varepsilon_i \mu_i - 1) \omega_{mn}^2 / v_0^2 - k_{yn}^2$; $k_{yn} = \pi n / (2d)$; ω_{mn} – искомые собственные частоты; $\beta_0 = v_0 / c$; v_0 – скорость сгустка; $\varepsilon_i, \mu_i, w_i$ – диэлектрическая и магнитная проницаемость, ширина i -й зоны ($1 \leq i \leq N$).

Для получения выражений для кильватерного поля будем исходить из уравнений для поперечных к диэлектрическим пластинам компонент электромагнитного поля:

$$\frac{\partial}{\partial x} \frac{1}{\varepsilon} \frac{\partial}{\partial x} (\varepsilon E_x) + \frac{\partial^2 E_x}{\partial y^2} - (\beta_0^2 \varepsilon \mu - 1) \frac{\partial^2 E_x}{\partial s^2} = 4\pi \frac{\partial}{\partial x} \left(\frac{\rho}{\varepsilon} \right), \quad (3)$$

$$\frac{\partial}{\partial x} \frac{1}{\mu} \frac{\partial}{\partial x} (\mu H_x) + \frac{\partial^2 H_x}{\partial y^2} - (\beta_0^2 \varepsilon \mu - 1) \frac{\partial^2 H_x}{\partial s^2} = -4\pi \frac{\partial j_z}{\partial y}, \quad (4)$$

где ρ – плотность заряда; $j_z = \rho v_0$ – плотность тока сгустка, движущегося равномерно и прямолинейно вдоль оси z ; $s = v_0 t - z$; проницаемости ε и μ предполагаются зависящими от x .

Уравнение (3) определяет возбуждение LSM-волн, а уравнение (4) – LSE-волн. Решения этих уравнений для точечного сгустка с зарядом Q и начальным положением в точке x_0, y_0, z_0 имеют вид:

$$E_x = \frac{4\pi Q}{dw} \sum_{m,n} \sin k_{yn} (y_0 + d) \sin k_{yn} (y + d) \times \frac{1}{\varepsilon(x_0)} \frac{\partial}{\partial x_0} [\varepsilon(x_0) E_{xmn}(x_0)] \frac{E_{xmn}(x)}{\|E_{xmn}\|^2} \psi_{\perp mn}(s + z_0), \quad (5)$$

$$H_x = \frac{4\pi Q}{dw} \beta_0 \sum_{m,n} k_{yn} \sin k_{yn} (y_0 + d) \cos k_{yn} (y + d) \times \mu(x_0) H_{xmn}(x_0) \frac{H_{xmn}(x)}{\|H_{xmn}\|^2} \psi_{\perp mn}(s + z_0). \quad (6)$$

где:

$$\psi_{\perp mn}(s) = \begin{cases} -2v_0 \sin(\omega_{mn}s / v_0) \theta(s) / \omega_{mn}, & \text{если } \omega_{mn}^2 > 0 \\ v_0 \exp(-|\omega_{mn}s| / v_0) / |\omega_{mn}|, & \text{иначе} \end{cases},$$

$$\|E_{xmn}\|^2 = \frac{2}{w_0} \int_0^w dx (\beta_0^2 \varepsilon \mu - 1) \varepsilon E_{xmn}^2,$$

$$\|H_{xmn}\|^2 = \frac{2}{w_0} \int_0^w dx (\beta_0^2 \varepsilon \mu - 1) \mu H_{xmn}^2,$$

$w = \sum_{i=1}^N w_i$ – ширина волновода, $E_{xmn}(x) = e^i_{xmn}(x)$ и

$H_{xmn}(x) = h^i_{xmn}(x)$ ($a_{i-1} \leq x \leq a_i$) – собственные функции, определенные кусочным образом в каждой зоне, a_{i-1} – левая, a_i – правая граница i -й зоны. Функции $e^i_{xmn}(x)$ задаются выражениями (35)-(36) работы [14], а $h^i_{xmn}(x)$ имеют вид:

$$h_{xnm}^i = \frac{1}{\mu_i} \left(\cos k_x^i (a_i - x), -\frac{\mu_i}{k_x^i} \sin k_x^i (a_i - x) \right) \xi^i, \quad (7)$$

$$\xi^i = \left(\prod_{j=i+1}^{N-1} T_j \right) \begin{pmatrix} -\frac{\mu_N}{k_x^N} \sin k_x^N w_N \\ \cos k_x^N w_N \end{pmatrix} \frac{k_x^N}{\sin k_x^N a_N} \quad (1 \leq i \leq N-2),$$

$$\xi^{N-1} = \begin{pmatrix} -\frac{\mu_N}{k_x^N} \sin k_x^N w_N \\ \cos k_x^N w_N \end{pmatrix} \frac{k_x^N}{\sin k_x^N a_N}, \quad \xi^N = \begin{pmatrix} 0 \\ 1 \end{pmatrix} \frac{k_x^N}{\sin k_x^N a_N}.$$

Другие компоненты электромагнитного поля выражаются через E_x и H_x из оставшихся уравнений Максвелла.

3. РЕЗУЛЬТАТЫ РАСЧЕТОВ

Будем считать, что заряд сгустка прямоугольной формы равномерно распределен по его объему. Кильватерное поле сгустка конечных размеров получается суммированием полей точечных зарядов, деленных на объем сгустка.

Для численных расчетов будем использовать параметры сгустка, имеющиеся в ANL. В табл.1 и на Рис.2-7 приведены результаты оптимизации структуры с целью возбуждения в ней моды LSM₃₁.

Таблица 1. Параметры сгустка и ускорительной структуры для ANL экспериментов

Частота LSM ₃₁ -моды	80.003 ГГц
Ширина ускорительного канала $2a_{ac}$	2.0 мм
Ширина канала возбуждения $2a_{dr}$	10 мм
Высота структуры $2d$	8 мм
Отношение максимумов полей в ускорительном и ведущем каналах	5,7
Коэффициент трансформации	~8:1
Толщина 1-й пластины (Cordierite)	0.343 мм
Толщина 2-й пластины (Cordierite)	0.513 мм
Толщина 3-й пластины (Cordierite)	0.181 мм
Диэлектрическая проницаемость, ϵ	4.0
Размеры сгустка $x_b \times y_b \times z_b$:	1,8x1,8x1,5 мм
Энергия ведущего сгустка	14 МэВ
Заряд ведущего сгустка	50 нКл
Число ведущих сгустков	1
Положение центра ведущего сгустка	7,856 мм

На Рис.2 показано поперечное распределение продольного электрического поля в рассчитанной 5-зонной структуре. Распределение полей первых пяти LSM и LSE мод построено в точках соответствующих продольных максимумов. Видно, что мода LSM₃₁ имеет наибольшую амплитуду в ускорительном канале и отношение амплитуд в центрах ускорительного и ведущего канала равно 5,7. Из паразитных мод наибольшей амплитудой обладает мода LSE₁₁ с максимумом на второй диэлектрической пластине ~ 22 МВ/м и несимметричная мода LSM₂₁, которая вблизи третьей пластины имеет напряженность ~30 МВ/м. Продольное распределение аксиального электрического поля, вычисленное в центре

ускорительного канала и в центре канала транспортировки ведущего сгустка, представлено на Рис.3.

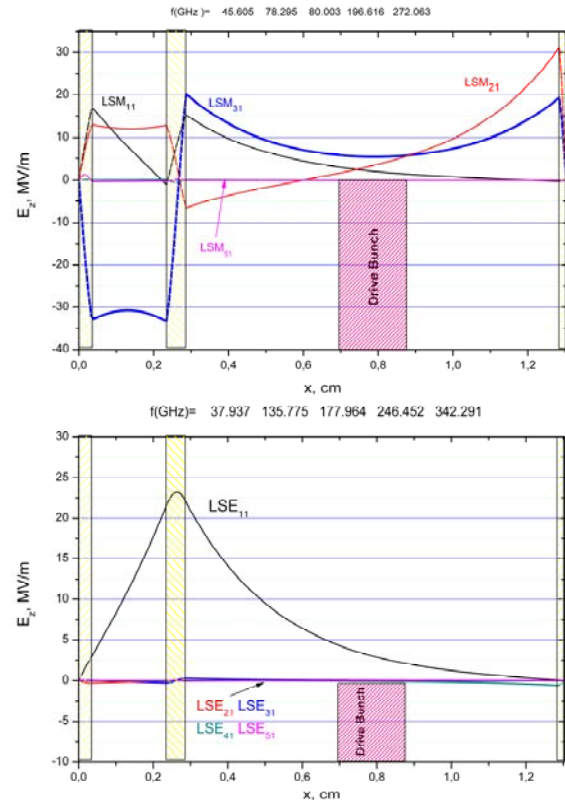


Рис. 2. Поперечный профиль продольного электрического поля LSM- и LSE-мод, частоты которых приведены в верхних частях графиков. Заштрихованные области – диэлектрические пластины

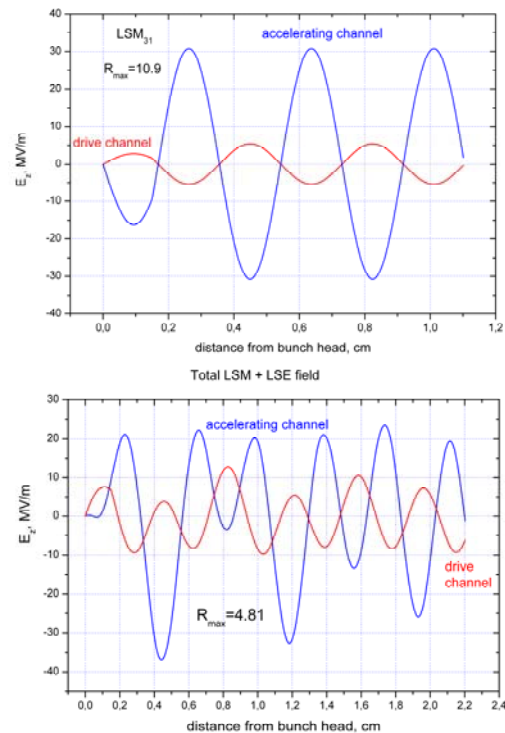


Рис.3. Продольный профиль аксиального электрического поля моды LSM₃₁ (вверху) и полного поля (внизу) в ускорительном и ведущем каналах

Коэффициент трансформации, вычисленный для рабочей моды колебаний как отношение максимального ускоряющего поля к максимуму тормозя-

шего поля в сгустке, $R_{\max} = 10.9$. Возбуждаемые паразитные моды увеличивают максимум ускоряющего поля, но уменьшают коэффициент трансформации. Однако, даже если их специально не подавлять, он остается достаточно большим, $R_{\max} = 4.8$.

Для подавления паразитных мод можно использовать несколько способов. Один из них заключается в использовании цепочки сгустков с периодом следования L_b , равным периоду рабочей моды. Мощность, сосредоточенная в каждой из возбуждаемых мод колебаний, зависит от количества сгустков по следующему закону

$$P_{\text{rad}}^{mn} \propto \sin^2(N_b \xi_{mn}) / \sin^2(\xi_{mn}), \quad (8)$$

$\xi_{mn} = \pi L_b / \lambda_{mn}$, $\lambda_{mn} = 2\pi v_0 / \omega_{mn}$, L_b - период следования сгустков. Из (8) следует, что мощность резонансных мод колебаний пропорциональна квадрату числа сгустков. Нерезонансные моды будут усиливаться в меньшей степени или подавляться. В табл.2 приведен результат интерференции кильватерного поля от трех сгустков. Для сравнения приведена спектральная мощность, излучаемая одиночным сгустком. Наибольшая спектральная мощность излучения одиночного сгустка сосредоточена в модах (в спадающем порядке) LSM_{31} , LSE_{11} , LSM_{21} , LSM_{11} . Но только две из них LSM_{31} и LSM_{21} усиливаются последовательностью из трех сгустков. Моде LSM_{31} усилилась в 9 раз, а LSM_{21} усилилась в 8,9 раза. Таким образом, подавить моду, используя цепочку сгустков, не удастся. Это связано с тем, что ее частота близка к частоте рабочей моды колебаний LSM_{31} .

Таблица 2. Спектральная мощность излучения трех идентичных сгустков, следующих с периодом LSM_{31} -моды. Заряд каждого сгустка -50 нКл, энергия -14 МэВ

Мода	Частота, ГГц	Мощность, МВт	
		$N_b=3$	$N_b=1$
LSM_{11}	45.605	9.2	14.1
LSM_{21}	78.295	170.3	19.15
LSM_{31}	80.003	273.8	30.42
LSM_{41}	196.616	0.0016	0.002
LSM_{51}	272.063	0.0027	0.007
LSE_{11}	37.937	20.4	21.51
LSE_{21}	135.775	0.0017	0.014
LSE_{31}	177.964	0.055	0.032
LSE_{41}	246.452	0.637	0.084
LSE_{51}	342.291	0.003	0.008

Подавить возбуждение моды LSM_{21} можно смещением ведущего сгустка от центра в точку, где аксиальное поле этой моды проходит через ноль (см. Рис.2). На Рис.4 приведено продольное распределение аксиального электрического поля в случае, когда ведущий сгусток расположен в точке $x_{dr} = 0,6$ см. Смещение ведущего сгустка привело к возрастанию ускоряющего поля более чем в два раза, по сравнению с положением ведущего сгустка в центре веду-

щего канала (ср. с Рис.3), $E_z \sim 80$ МВ/м. Но при этом, несколько упал коэффициент трансформации, если его вычислять, как и прежде, $R_{\max} \approx 4$. Если вычислять коэффициент трансформации как среднее ускоряющее к среднему тормозящему полю, то при помещении ускоряемого сгустка на расстоянии 4.4 мм от головы ведущего сгустка, это даст $R \sim 8:1$. Анализ спектральной мощности излучения показал, что в этом случае возбуждаются только три моды: LSE_{11} (95,2 МВт), LSM_{11} (64,5 МВт) и LSM_{31} (51,5 МВт); мощность остальных мод более чем на три порядка ниже, а мода LSM_{21} вообще не возбуждается.

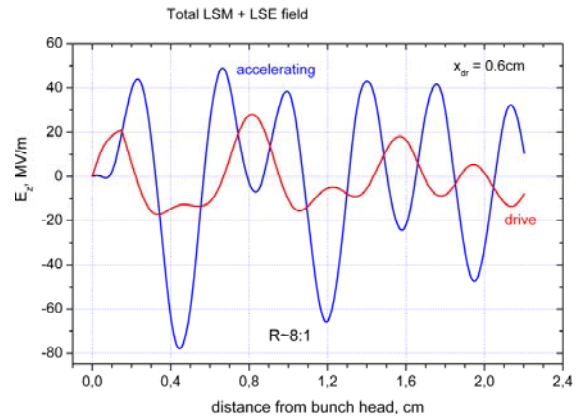


Рис.4. Продольный профиль полного аксиального электрического поля в центрах ускоряющего и ведущего каналов. Как и на Рис.2 учтены те же пять LSM - и пять LSE -мод

Полученное высокое значение ускоряющего поля и подавление паразитной моды LSM_{21} позволяет рассматривать вариант со смещенным от центра ведущим сгустком в качестве кандидата для экспериментов в ANL. Но смещение сгустка от центра приводит к увеличению поперечных сил и, таким образом, к ухудшению транспортировки пучка. Поэтому следует оценить поперечное смещение ведущего сгустка в этом случае.

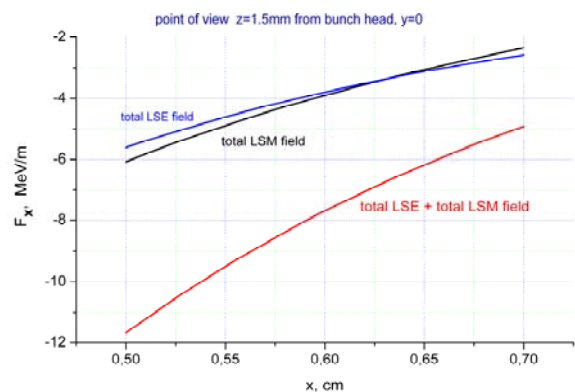


Рис.5. Распределение отклоняющей силы F_x по поперечному сечению сгустка в направлении, перпендикулярном диэлектрическим пластинам

На Рис.5 приведено распределение отклоняющей силы, действующей на "хвост" сгустка, по поперечному сечению сгустка. Хотя отклоняющая сила со стороны рабочей моды мала, полная отклоняющая сила достаточно велика, в центре сгустка она равна

~ 8 МэВ/м. При транспортировке сгустка с энергией 14 МэВ на расстояние $\Delta z = 10$ см его поперечное смещение будет равно $\Delta x = 2,7$ мм. Это - достаточное смещение, чтобы его проверить экспериментально и оно не является опасным. Но при транспортировке на большие расстояния получающееся смещение сгустка необходимо устранять.

ЛИТЕРАТУРА

1. A. Tremaine, J. Rosenzweig, P. Schoessow. Electromagnetic wake fields and beam stability in slab-symmetric dielectric structures // *Phys. Rev. E*. 1997, v.56, №6, p.7204-7216.
2. T.B. Zhang, J.L. Hirshfield, T.C. Marshall, B. Hafizi. Stimulated dielectric wake-field accelerator // *Phys. Rev. E*. 1997, v.56, №4, p.4647-4655.
3. S.Y. Park, C. Wang, J.L. Hirshfield. Theory for Wake Fields and Bunch Stability in Planar Dielectric Structures // *Advanced Accelerator Concept: Tenth Workshop, AIP Conference Proceedings 647(1), American Institute of Physics: New York*. 2002, p.527-541.
4. T.C. Marshall, C. Wang, J.L. Hirshfield. Femtosecond planar electron beam source for micron-scale dielectric wakefield accelerator // *Phys. Rev. ST Accel. Beams*. 2001, v.4, №12, 121301(7).
5. T.C. Marshall, J.-M. Fang, J.L. Hirshfield, et. al. Wake fields excited in a micron-scale dielectric rectangular structure by a train of femtosecond bunches // *Advanced Accelerator Concept: Ninth Workshop. AIP Conf. Proc. 647(1), American Institute of Physics: New York*, 2002, p.361-370.
6. C. Wang, J.L. Hirshfield, J.-M. Fang, T.C. Marshall. Strong wakefields generated by a train of femtosecond bunches in a planar dielectric microstructure // *Phys. Rev. ST Accel. Beams*. 2004, v.7, №5, 051301(11).
7. T.C. Marshall, I.N. Onishchenko, N.I. Onishchenko, G.V. Sotnikov. Mode-locking in a dielectric wake field resonator accelerator // *Strong Microwaves in Plasma: VI Int. Workshop. Inst. of Appl. Phys. Rus. Ac. Sci., Nizhny Novgorod*. 2006, v.1, p.277-282.
8. L. Xiao, W. Gai, X. Sun. Field analysis of dielectric-loaded rectangular waveguide accelerating structure // *Phys. Rev. E*. 2001, v.65, №1, 016505(9).
9. T.C. Marshall, I.N. Onishchenko, G.V. Sotnikov. Comparative analysis of excitation of LSM and LSE waves by a bunch train in dielectric loaded rectangular resonator // *Problems of Atomic Science and Technology. Series "Plasma Physics" (12)*. 2006, №6, p.172-174.
10. C. Wang, V.P. Yakovlev, J.L. Hirshfield. Rectangular dielectric-lined two-beam wakefield accelerator structure // *Proc. PAC 2005. IEEE*. 2005, p.1333-1335.
11. C. Wang, V.P. Yakovlev, T.C. Marshall, et al. Rectangular dielectric-loaded structures for achieving high acceleration gradients // *Advanced Accelerator Workshop. AIP Conf. Proc. 877, American Institute of Physics: New York*, 2006, p.910-917.
12. L. Pincherle. Electromagnetic waves in metal tubes filled longitudinally with two dielectric // *Phys. Rev.* 1944, v.66, №5-6, p.118-130.
13. Ю.В. Егоров. *Частично заполненные волноводы*. М.: «Советское радио», 1967, с.216.
14. C. Wang, J.L. Hirshfield. Theory of wakefields in multizone dielectric lined waveguide // *Phys. Rev. ST Accel. Beams*. 2006, v.9, №3, 031301(18).

A FIVE-ZONE TWO-CHANNEL DIELECTRIC WAKEFIELD STRUCTURE FOR TWO BEAM ACCELERATION EXPERIMENTS AT ARGONNE NATIONAL LABORATORY

G.V. Sotnikov, I.N. Onishchenko, J.L. Hirshfield, T.C. Marshall

Results of elaboration of dielectric structure for ANL experiments on two beam acceleration are presented. Investigated structure is rectangular waveguide having three dielectric plates and two vacuum channels for exciting and accelerated bunches. The goal of optimization of parameters is to obtain necessary frequency and mode of excited wave, symmetrical cross distribution of wakefield through vacuum channels, great transformation ratio and high accelerating gradient.

П'ЯТИЗОННА ДВОКАНАЛЬНА КІЛЬВАТЕРНА ДІЕЛЕКТРИЧНА СТРУКТУРА ДЛЯ ЕКСПЕРИМЕНТІВ ПО ДВОХПУЧКОВОМУ ПРИСКОРЕННЮ В ANL

Г.В. Сотніков, І.М. Оніщенко, Дж.Л. Хіршфілд, Т.К. Маршалл

Представлено результати розробки діелектричної структури для експериментів по двохпучковому прискоренню в ANL. Досліджувана структура - прямокутний хвилевід із трьома діелектричними пластинами й двома вакуумними каналами. В результаті оптимізації одержані необхідні частота й мода коливань збуджаного поля, симетричний у вакуумних каналах поперечний розподіл поля, велике значення коефіцієнта трансформації й високе значення прискорювального поля.