

ВОЗБУЖДЕНИЕ КИЛЬВАТЕРНЫХ ВОЛН ПОСЛЕДОВАТЕЛЬНОСТЬЮ СГУСТКОВ РЕЛЯТИВИСТСКИХ ЭЛЕКТРОНОВ В ДИЭЛЕКТРИЧЕСКИХ СТРУКТУРАХ ПРЯМОУГОЛЬНОЙ КОНФИГУРАЦИИ

*В.А. Киселев, А.Ф. Линник, Т.С. Маршалл, В.И. Мирный, И.Н. Онищенко,
Г.В. Сотников, В.В. Усков*

*Национальный научный центр “Харьковский физико-технический институт”,
Харьков, Украина*

E-mail: onish@kipt.kharkov.ua

Проведены теоретические и экспериментальные исследования возбуждения кильватерных волн последовательностью релятивистских сгустков электронов в диэлектрических структурах прямоугольного сечения для высокоградиентного ускорения заряженных частиц. Прямоугольная геометрия позволяет возбудить эквидистантный спектр *LSM*- и *LSE*-волн и благодаря их суммированию существенно увеличить амплитуду ускоряющего кильватерного поля.

1. ВВЕДЕНИЕ

Теоретические исследования возбуждения кильватерных волн в волноводно-диэлектрических структурах последовательностью коротких сгустков релятивистских электронов показали, что в структурах прямоугольной конфигурации, в отличие от цилиндрической, возможна реализация многомодового режима возбуждения с эквидистантными гармониками, при котором за счет суммирования гармоник происходит значительное увеличение амплитуды ускоряющего поля, т. н. „пикирование” [1].

Кроме того, при наличии большого количества электронных сгустков, увеличение амплитуды кильватерного поля может быть достигнуто при использовании волноводно-диэлектрического резонатора [2]. Параметры резонатора выбираются таким образом, чтобы в момент, когда волна, отраженная от выходного конца резонатора, доходит до входа, в него инжектируется очередной электронный сгусток. Это означает, что при возбуждении диэлектрического резонатора периодической последовательностью сгустков, его длина должна быть кратна половине длины волны кильватерного поля. Выполнение этих условий обеспечивает сложение полей от большого количества электронных сгустков. В отличие от резонатора в полуограниченном волноводе происходит сложение полей только от нескольких сгустков из-за эффекта выноса поля с групповой скоростью [3].

Цель данной работы заключается в том, чтобы показать преимущества использования волноводно-диэлектрических структур прямоугольной конфигурации по сравнению с цилиндрической [4] и сравнить два типа диэлектрических структур прямоугольной конфигурации с различным расположением диэлектрических пластин: вдоль узких (1-й тип) и вдоль широких (2-й тип) стенок волновода.

2. ТЕОРИЯ

Электронные сгустки, инжектируемые в прямоугольную волноводно-диэлектрическую структуру, возбуждают электромагнитное поле, которое может быть представлено в виде суммы *LSM*- и *LSE*-волн.

Каждое из семейств *LSM*- и *LSE*-волн, в свою очередь, состоит из четных и нечетных мод. При инжекции электронных сгустков вдоль оси симметрии системы возбуждаются только нечетные моды, у которых составляющая E_z возбуждаемого поля на оси отлична от нуля. При заданных поперечных размерах металлического волновода с диэлектрическим заполнением синхронизм возбуждаемой волны и сгустков может быть достигнут изменением толщины диэлектрических пластин.

Пусть ось x перпендикулярна, а ось y – параллельна поверхности диэлектрических пластин; a и b – поперечные размеры волновода по осям x и y , соответственно; b_1 – ширина вакуумного пролетного канала, т. е. толщина диэлектрических пластин равна $d = (b - b_1)/2$ (Рис.1).

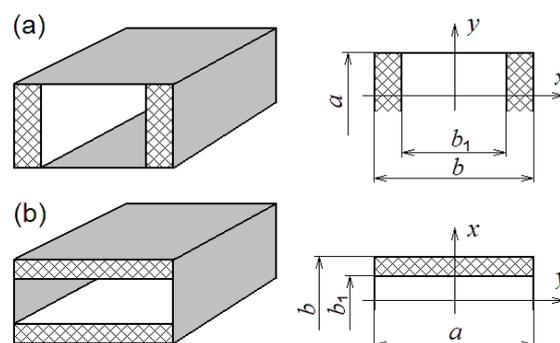


Рис.1. Прямоугольный волновод с размещением диэлектрических пластин: (а) – вдоль узких стенок волновода (1-й тип); (б) – вдоль широких стенок волновода (2-й тип)

Собственные частоты ω_{mnl} нечетных *LSM*_{mnl} гармоник определяются из дисперсионного уравнения:

$$p_d^n \operatorname{tg}(p_v^n b_1 / 2) - \varepsilon p_v^n \operatorname{ctg}(p_d^n d) = 0, \quad (1)$$

а собственные частоты ω_{mnl} нечетных гармоник *LSE*_{mnl}-волн – из дисперсионного уравнения:

$$q_d^n \operatorname{ctg}(q_d^n d) - q_v^n \operatorname{tg}(q_v^n b_1 / 2) = 0, \quad (2)$$

где $(p_d^n)^2 = \omega_{mnl}^2 \varepsilon / c^2 - (k_{||}^{ml})^2$; $(p_v^n)^2 = \omega_{mnl}^2 / c^2 - (k_{||}^{ml})^2$; $(q_d^n)^2 = \omega_{mnl}^2 \varepsilon / c^2 - (k_{||}^{ml})^2$; $(q_v^n)^2 = \omega_{mnl}^2 / c^2 - (k_{||}^{ml})^2$;

$(k_{\parallel}^{ml})^2 = (k_x^m)^2 + (k_z^l)^2$; $k_z^l = \pi l / L$; $k_x^m = \pi m / a$; L – длина резонатора; l и m – целые числа, ε – диэлектрическая проницаемость пластин, c – скорость света.

Если в дисперсионном уравнении (1) или (2) зафиксировать частоту ω_{mnl} , то его можно рассматривать как уравнение для любой другой входящей в него величины. В частности, такой может быть размер вакуумного пролетного канала. Исходя из вышесказанного, для волновода внутренним сечением $(8,5 \times 18)$ см², используемого в эксперименте, и пластин из фторопласта Ф-4 ($\varepsilon = 2,1$; $tg\delta = 1,5 \cdot 10^{-4}$) были рассчитаны размеры пролетного вакуумного канала при расположения пластин вдоль узкой и широкой стенок. Ширина пролетного канала составила 13,62 см для структуры 1-го типа и 5,16 см для структуры 2-го типа.

Для этих волноводно-диэлектрических структур были рассчитаны дисперсионные зависимости в координатах $f(k)$ для первых десяти нечетных пространственных гармоник *LSM*-волны (Рис.2).

Как видно из приведенных графиков, расстояния между дисперсионными кривыми в случае структуры 1-го типа существенно меньше, чем в случае структуры 2-го типа. Поэтому при возбуждении кильватерных полей сгустком конечной длины, определяющей возбуждаемый частотный диапазон, следует ожидать, что в первом случае будет возбуждаться большее количество гармоник и, следовательно, суммарная амплитуда поля должна быть больше. Вторым фактором, определяющим эффективность возбуждения, является коэффициент связи электронного сгустка с возбуждаемыми гармониками, который в структурах 2-го типа значительно выше, чем в структурах 1-го типа.

Для диэлектрической структуры, рассчитанной на возбуждение *LSM*-волн с использованием симметричных в поперечном направлении сгустков, продольное электрическое поле в вакуумном канале описывается выражением [5]:

$$E_z(t) = E_0 \sum_{l,m,n=1}^{\infty} A_{mnl}(t) \cos(k_z^l z) \frac{\sin(\pi m \xi_b / 2a)}{(\pi m \xi_b / 2a) \|D_{mnl}^{\circ}\|^2} \times \cos\left(\frac{\pi m \xi}{a}\right) \frac{\sin(p_v^n \eta_b / 2)}{(p_v^n \eta_b / 2) \cos(p_v^n b_1 / 2)} \cdot \frac{\cos(p_v^n \eta_b)}{\cos(p_v^n b_1 / 2)}, \quad (3)$$

где временная зависимость коэффициентов $A_{mnl}(t)$ определяется собственными частотами системы и не содержит размеров диэлектрических пластин, $E_0 = 32\pi Q_b / ab$; Q_b – заряд сгустка; направление ξ – координаты выбрано вдоль пластин, их размер равен a ; направление η – координаты – перпендикулярно пластинам, диэлектрическая проницаемость ε , размер резонатора в направлении η равен b , а размер вакуумного канала – b_1 ; ξ_b и η_b соответствующие поперечные размеры сгустка. Норма $\|D_{mnl}^{\circ}\|^2$ нечетных *LSM*-волн определяется следующим выражением:

$$\|D_{mnl}^{\circ}\|^2 = \frac{b_1}{b \cos^2(p_v^n b_1 / 2)} \left(1 - \frac{\sin(p_v^n b_1)}{p_v^n b_1} \right) + \frac{2d}{b} \frac{(p_v^n)^2 \varepsilon^2}{(p_d^n)^2 \sin^2(p_d^n d)} \left(1 + \frac{\sin(2p_d^n d)}{2p_d^n d} \right). \quad (4)$$

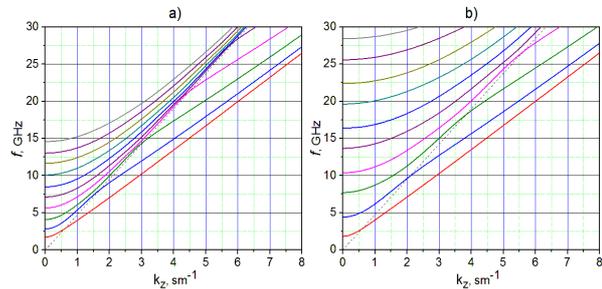


Рис.2. Дисперсионные характеристики прямоугольных волноводно-диэлектрических структур 1^{го} типа (а) и 2^{го} типа (б)

Поперечные волновые числа p_v^n резонансных сгустком гармоник являются чисто мнимыми величинами, поэтому для них в выражениях (3) и (4) соответствующие синусы и косинусы следует заменить на гиперболические. Для больших значений $p_v^n b_1$ амплитуда резонансных гармоник на оси резонатора ($y = 0$) падает с увеличением размера вакуумного канала

$$E_z^n \approx \exp(-p_v^n b_1) sh(p_v^n \eta_b / 2) / p_v^n \eta_b / 2. \quad (5)$$

При расположении диэлектрических пластин вдоль узкой или широкой стенок волновода размеры пластин подбираются таким образом, чтобы основная резонансная частота оставалась одной и той же, а значит и поперечные волновые числа p_v^n в том и другом случае равны. Требование одинаковой резонансной частоты и типа возбуждаемой волны (в нашем случае *LSM*_{1,1,10}) дает из решения дисперсионного уравнения размеры вакуумного канала, существенно отличающиеся в рассматриваемых случаях. Как следует из (5) амплитуда возбуждаемого кильватерного поля во втором случае будет существенно больше, чем в первом. Кроме того, теоретически рассчитанные частоты возбуждаемых гармоник показывают, что во втором случае возбуждаемые гармоники более эквидистантны, чем в первом.

3. ЭКСПЕРИМЕНТ

3.1. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ УСТАНОВКА

Эксперименты по исследованию возбуждения кильватерных волн в волноводно-диэлектрических структурах прямоугольной конфигурации проводились на установке, схема которой показана на Рис.3. Для возбуждения кильватерных волн использовался модулированный релятивистский электронный пучок, получаемый с помощью линейного резонансного ускорителя. Параметры пучка: энергия 4,5 МэВ, ток в импульсе 0,5 А, длительность импульса 2 мкс. Каждый импульс состоит из периодической последовательности $6 \cdot 10^3$ электронных сгустков с длительностью каждого ≈ 60 пс и временным интервалом между ними ≈ 300 пс. Диаметр сгустка на выхо-

де из ускорителя ≈ 1 см, длина сгустка $\approx 1,7$ см, заряд $-0,32$ нК.

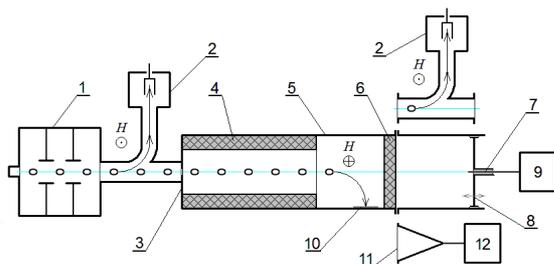


Рис.3. Схема установки: 1 - ускоритель электронов, 2 - магнитные анализаторы, 3 - диафрагма, 4 - диэлектрические пластины, 5 - прямоугольный медный волновод, 6 - фторопластовая заглушка, 7 - СВЧ-зонды, 8 - короткозамыкающий плунжер, 9 - рупорная антенна, 10 - измеритель мощности

Сгустки релятивистских электронов инжектировались в волноводно-диэлектрическую структуру, основным элементом которой является медный прямоугольный волновод с внутренним сечением $(8,5 \times 18)$ см² и длиной 75 см, вдоль узких или широких сторон которого располагались пластины из фторопласта. Толщина диэлектрических пластин составляла 2,19 см для структуры 1-го типа и 1,67 см для структуры 2-го типа. Выходной торец волновода был герметично закрыт фторопластовой пластиной толщиной 10 мм, что позволяло создавать в волноводе необходимый вакуум и выводить СВЧ-излучение из волноводно-диэлектрической структуры для проведения соответствующих измерений. Длина диэлектрика в обоих случаях была равна 53,42 см, что примерно на 25 см меньше длины волновода. Свободный от диэлектрика отрезок волновода использовался для отклонения электронного пучка поперечным магнитным полем, чтобы предотвратить его попадание на фторопластовую пластину выходного окна.

Для создания резонаторной системы к выходному торцу волновода присоединялся короткозамкнутый отрезок волновода таких же поперечных размеров. Короткозамыкателем служил подвижный плунжер, в центре которого был расположен высокочастотный зонд, регистрирующий E_z компоненту поля.

Топография продольных и поперечных составляющих СВЧ-полей, возбуждаемых в полуограниченной волноводно-диэлектрической структуре, измерялась с помощью подвижных радиочастотных зондов. Измерения средней мощности СВЧ-излучения проводились с помощью измерителей мощности М3-52 и М3-54 в пяти различных частотных диапазонах: (2...4), (2...10), (8...12), (12...17) и (17...25) ГГц.

Потери энергии электронами пучка оценивались по изменению энергетических спектров релятивистского электронного пучка до и после прохождения им волноводно-диэлектрической структуры, которые измерялись с помощью магнитных анализаторов, расположенных на выходе ускорителя и на выходе структуры. Для этой же цели использовались отпечатки пучка, отклоненного поперечным магнит-

ным полем, на стеклянных пластинах, помещенных внутри волновода вблизи его выходного торца.

3.2. ДИЭЛЕКТРИЧЕСКАЯ СТРУКТУРА 1-го ТИПА

Для исследования возбуждения кильватерного поля последовательностью сгустков релятивистских электронов в резонаторной структуре были проведены измерения величины суммарного сигнала и сигнала первой гармоники с СВЧ-зонда, расположенного в торце короткозамыкателя (Рис.4). Видно, что амплитуда суммарного сигнала более чем в два раза превышает амплитуду сигнала первой гармоники.

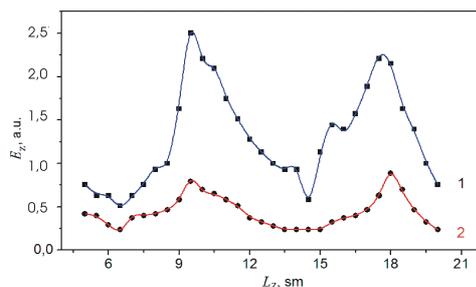


Рис.4. Зависимость величины суммарного сигнала (1) и сигнала первой гармоники (2) от длины дополнительного резонатора

Для сравнения на Рис.5 показаны зависимости величины сигнала первой гармоники (а) и суммарного сигнала (б) от длины резонатора для диэлектрической структуры цилиндрической конфигурации. Обращает на себя внимание отсутствие эквидистантности и, в результате, превышение максимальной амплитуды суммарного сигнала над амплитудой первой гармоники только на 30%.

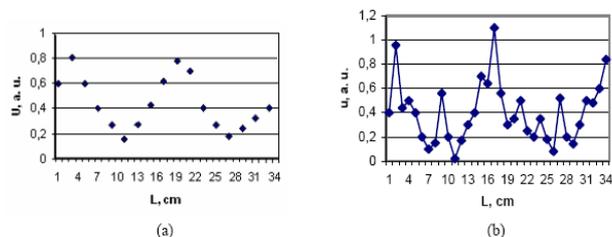


Рис.5. Зависимость величины сигнала первой гармоники (а) и суммарного сигнала (б) от длины резонатора (структура цилиндрической конфигурации)

На Рис.6 показаны фотографии отпечатков, которые были оставлены электронным пучком, отклоненным поперечным магнитным полем, на стеклянных пластинах, расположенных на боковой стенке волновода, свободного от диэлектрика, для различной начальной ширины энергетического спектра электронов ($\Delta W/W$ от 8 до 22%). На фотографиях левые (1) отпечатки получены для резонаторной системы без диэлектрического заполнения, правые (2) - для системы с диэлектриком. Таким образом, по этим отпечаткам можно судить об изменении средней энергии и углового разброса электронов релятивистского пучка после его взаимодействия с диэлектрической структурой.

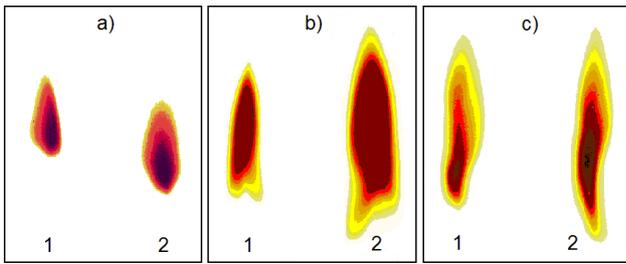


Рис.6. Отпечатки на стеклянных пластинах электронного релятивистского пучка:
 а) – $\Delta W/W \approx 8\%$; б) – $\Delta W/W \approx 15\%$;
 в) – $\Delta W/W \approx 22\%$.
 1 – пустой волновод, 2 – волновод с диэлектрическим заполнением

Видно, что наибольшие потери энергии (~13%) наблюдаются для электронов пучка с узким энергетическим спектром ($\Delta W/W \approx 8\%$).

3.3. ДИЭЛЕКТРИЧЕСКАЯ СТРУКТУРА 2-го ТИПА

На Рис.7 показано распределение продольной составляющей возбуждаемого поля E_z по оси y в поперечном сечении выходного торца волновода для структуры второго типа.

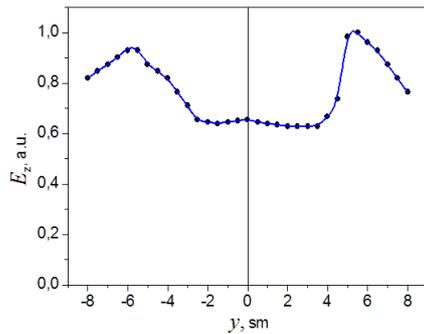


Рис.7. Распределение продольной компоненты E_z по оси y в поперечном сечении выходного торца волновода

Из приведенного графика видно, что в направлении y , (параллельно широкой стенке волновода) E_z имеет два симметричных максимума, примерно в 1,5 раза превышающих амплитуду поля на оси, т.е. при $y = 0$. Некоторая асимметрия амплитуды сигнала относительно оси системы объясняется тем, что в этих экспериментах электронный пучок еще до выхода из диэлектрической структуры отклонялся постоянным магнитным полем на стенки волновода, т.е. какое-то время еще продолжал взаимодействовать со структурой. Максимум амплитуды поля был всегда больше с той стороны, куда отклонялся пучок.

Так же, как и в случае структуры 1-го типа были проведены исследования возбуждения кильватерных полей в диэлектрической структуре 2-го типа, когда к ее выходу был присоединен отрезок короткозамкнутого волновода переменной длины.

На Рис.8 приведены результаты измерений зависимости амплитуды суммарного сигнала с зонда, расположенного в центре короткозамыкателя для регистрации E_z составляющей электрического поля, от длины дополнительного резонатора L .

Видно, что амплитуда суммарного сигнала возрастает в несколько раз, но в отличие от первого

случая, максимально достижимая амплитуда сигнала почти в два раза больше по сравнению с максимальной амплитудой суммарного сигнала в структуре 1-го типа (см. Рис.4). О наличии большого числа высокочастотных пространственных гармоник свидетельствует также почти трехкратное превышение амплитуды суммарного сигнала над амплитудой сигнала первой гармоники.

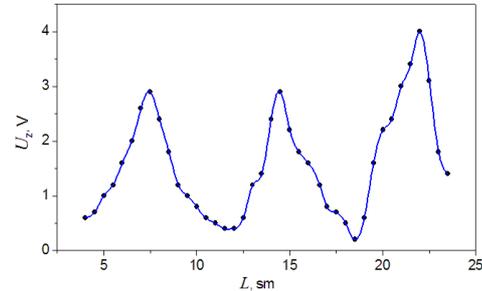


Рис.8. Зависимость величины суммарного сигнала от длины дополнительного резонатора

Кроме измерений топографии полей были проведены измерения средней мощности СВЧ-излучения с открытого конца волноводно-диэлектрической структуры в пяти различных частотных диапазонах (I-V). На Рис.9 приведены результаты этих измерений, которые свидетельствуют о наличии большого числа высокочастотных гармоник в спектре возбуждаемых колебаний. Сравнение с результатами аналогичных измерений для структуры 1-го типа показывает значительно больший уровень мощности СВЧ-излучения, что согласуется с теоретическими данными.

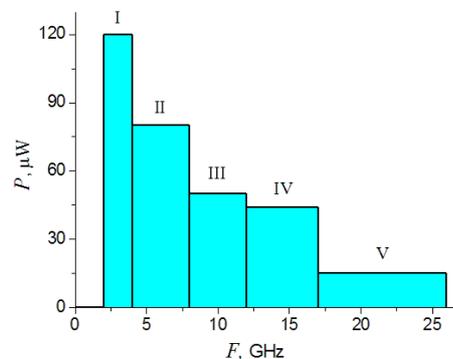


Рис.9. Гистограмма средней мощности СВЧ-излучения из волноводно-диэлектрической структуры 2-го типа

Более высокая эффективность возбуждения кильватерных полей в структуре 2-го типа подтверждается также результатами измерений средней мощности СВЧ-излучения с зонда в торце резонатора. В диапазоне частот 0,02...10 ГГц для волноводно-диэлектрической структуры 1-го типа средняя мощность составляла около 200 мкВт (мощность первой гармоники ~ 40 мкВт), тогда как для 2-го типа она достигала почти 500 мкВт.

Измерения энергетических спектров электронных сгустков, прошедших через волноводно-диэлектрическую резонаторную структуру, проведенные с помощью магнитных анализаторов, показали, что потери энергии для электронного пучка с узким

энергетическим спектром $\Delta W/W \approx 8\%$ составляют около 18% (Рис.10).

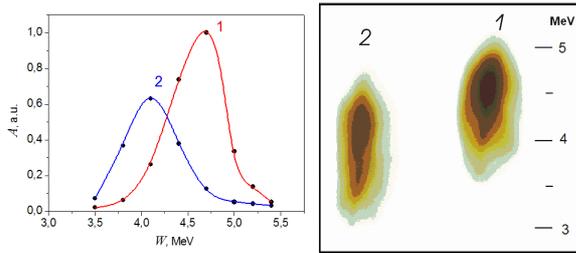


Рис.10. Энергетические спектры электронных сгустков, до (1) и после (2) прохождения диэлектрической резонаторной структуры

Аналогичные результаты дает определение потерь энергии по отпечаткам электронного релятивистского пучка, отклоненного поперечным магнитным полем, на стеклянных пластинах, устанавливаемых на боковой стенке волновода.

ВЫВОДЫ

Сравнения результатов измерений амплитуды сигналов СВЧ-излучения, средней мощности излучения и потерь энергии электронами пучка показывают преимущество использования диэлектрических структур прямоугольной конфигурации по сравнению с цилиндрической. Превышение суммарного сигнала СВЧ-излучения над величиной сигнала первой гармоники в 2-3 раза (для круглого волновода это превышение не более 30%) свидетельствует о возбуждении большого числа пространственных гармоник в случае прямоугольной конфигурации и их эквидистантности.

Теоретические расчеты и результаты проведенных экспериментов показали более высокую эффективность возбуждения кильватерных волн в прямоугольных волноводно-диэлектрических структурах с расположением пластин диэлектрика вдоль широкой стороны волновода (структура 2-го типа). Это обусловлено, с одной стороны, лучшей эквидистантностью возбуждаемых радиальных гармоник, а с другой – меньшим размером пролетного вакуумного канала и, как следствие, лучшей связью пучка с полем кильватерной волны, в полном соответствии с теорией.

Сравнение амплитуд СВЧ-сигналов и средней мощности излучения из прямоугольных волноводно-диэлектрических структур двух типов также подтверждает преимущества расположения пластин диэлектрика вдоль длинной стороны волновода. Так, если для структуры 1-го типа максимальная амплитуда суммарного сигнала с радиочастотного зонда составляет в среднем 0,5 В, то для структуры 2-го типа – 1,2 В, а в случае использования резонаторных систем – 1,5 и 4,0 В, соответственно.

Обнаруженное в эксперименте увеличение амплитуды кильватерного поля на расстоянии ≈ 6 см от оси вдоль широкой стенки волновода открывает возможность увеличения коэффициента трансформации, когда ускоряемый сгусток инжектируется в область максимального возбуждаемого поля, в то время как возбуждающий сгусток, или последовательность сгустков, проходит по оси системы.

ЛИТЕРАТУРА

1. 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.
2. В.А. Балакирев, И.Н. Онищенко, Д.Ю. Сидоренко, Г.В. Сотников. Ускорение заряженных частиц кильватерными полями в диэлектрическом резонаторе с каналом для возбуждающего сгустка // *Письма в ЖТФ*. 2003, т.29, с.39-45.
3. 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. v.1, Nizhny Novgorod, 2006, p.277-282.
4. V.A. Kiselev, A.F. Linnik, T.C. Marshall, et al. Research on Wake-field Excitation in a Cylindrical Dielectric Waveguide and Resonator by a Sequence of Electron Bunches // *Strong Microwaves in Plasma: VI Int. Workshop*, Inst. of Appl. Phys. Rus. Ac. Sci. v.1, Nizhny Novgorod, 2006, p.303-310.
5. G.V. Sotnikov, I.N. Onishchenko, T.C. Marshall. 3D Analysis of Wakefield Excitation in a Dielectric Loaded Rectangular Resonator // *AIP Conf. Proc. Ed. by Conde M., Eyberger C. American Institute of Physics*. 2006, v.877, p.888-894.

Статья поступила в редакцию 11.10.2007 г.

WAKE FIELD EXCITATION BY A SEQUENCE OF BUNCHES OF RELATIVISTIC ELECTRONS IN DIELECTRIC STRUCTURES OF RECTANGULAR CONFIGURATION

V.A. Kiselev, A.F. Linnik, T.C. Marshall, V.I. Mirny, I.N. Onishchenko, G.V. Sotnikov, V.V. Uskov

Theoretical and experimental studies of wake fields excitation by a sequence of bunches of relativistic electrons in dielectric structures of rectangular section for high-gradient acceleration of charged particles are carried out. Rectangular geometry allows to excite almost equidistant spectrum of LSM- and LSE-waves and due to their summation essentially increase amplitude of accelerating wake field.

ЗБУДЖЕННЯ КІЛЬВАТЕРНИХ ХВИЛЬ ПОСЛІДОВНІСТЮ ЗГУСТКІВ РЕЛЯТИВІСТСЬКИХ ЕЛЕКТРОНІВ В ДІЕЛЕКТРИЧНИХ СТРУКТУРАХ ПРЯМОКУТНОЇ КОНФІГУРАЦІЇ

V.O. Kysel'ov, A.F. Linnik, T.C. Marshall, V.I. Mirny, I.M. Onishchenko, G.V. Sotnikov, V.V. Uskov

Проведено теоретичні та експериментальні дослідження збудження кильватерних полів послідовністю згустків релятивістських електронів в діелектричних структурах прямокутного перерізу для високоградієнтного прискорення заряджених частинок. Прямокутна геометрія дозволяє збуджувати еквідистантний спектр LSM- і LSE-хвиль і завдяки їм складанню суттєво збільшити амплітуду прискорюючого кильватерного поля.