

И. Л. Шейнман, П.С. Кирилин

ФГБОУ ВПО Санкт-Петербургский государственный электротехнический
университет «ЛЭТИ» им. В.И. Ульянова (Ленина)

Моделирование динамики электронных пучков в кильватерных СВЧ структурах с диэлектрическим заполнением

СВЧ волноводные структуры являются основой для разработки нового поколения ускорителей на базе кильватерного метода ускорения заряженных частиц, а также лазеров на свободных электронах. Рассмотрены численные и аналитические методы расчета динамики релятивистских электронных сгустков в волноводах с диэлектрическим заполнением.

Ключевые слова: лазер на свободных электронах, кильватерное ускорение, ускорительная структура, диэлектрический волновод, электронный сгусток

Современная ускорительная техника находится в поиске новых методов для обеспечения прогресса в области экспериментальной физики высоких энергий. Разработанные технологии диэлектрического кильватерного ускорения электронов на эффекте Вавилова–Черенкова являются одним из наиболее перспективных направлений создания высокоградиентных структур современных линейных ускорителей для физики высоких энергий [1]. Линейные ускорители рассматриваются также в качестве источников последовательности электронных сгустков для лазера на свободных электронах, который в настоящее время считается основным кандидатом для создания ультракоротких импульсов (аттосекундный диапазон) рентгеновского излучения.

Одним из самых существенных требований к ускорителю является требование создания высокого градиента ускоряющей структуры для того, чтобы электронный сгусток набрал энергию \sim ГэВ на предельно коротких расстояниях. Тем самым формируется требование компактного линейного ускорителя как формирователя сгустков рентгеновского лазера на свободных электронах.

Волноводные структуры, заполненные диэлектриком, с возбуждением поля в них как непосредственно сильноточным электронным пучком, так и за счет внешнего высокочастотного генератора большой мощности, интенсивно исследовались на протяжении последних лет [1]–[15] с точки зрения перспектив их использования как высокоградиентных линейных ускорителей.

Ключевыми задачами здесь являются моделирование генерации излучения Вавилова–Черенкова проходящими через диэлектрическую структуру сильноточными релятивистскими электронными пучками, а также описание самосогласованного движения релятивистского электронного пучка в создаваемых им полях.

Ускоряющая структура с диэлектрическим заполнением представляет собой диэлектрический волновод с осевым вакуумным каналом для пролета пучка, заключенный в проводящую металлическую оболочку. Как правило, в структурах с диэлектрическим заполнением в СВЧ диапазоне предполагается использование цилиндрической геометрии, что существенно как для достижения максимальных ускоряющих градиентов, так и для

получения максимально возможного шунтового импеданса структуры. Аналитический модовый анализ подобных ускоряющих структур для продольных и поперечных компонент электрического поля был разработан в [5].

Наряду с цилиндрической геометрией в ТГц диапазоне рассматриваются также прямоугольные в сечении структуры с диэлектрическим заполнением [6-**Ошибка! Источник ссылки не найден.**], что вызвано технологическими сложностями изготовления цилиндрических структур с высокими требованиями к допускам на геометрические параметры и однородность диэлектрической проницаемости заполнения вдоль структур [3].

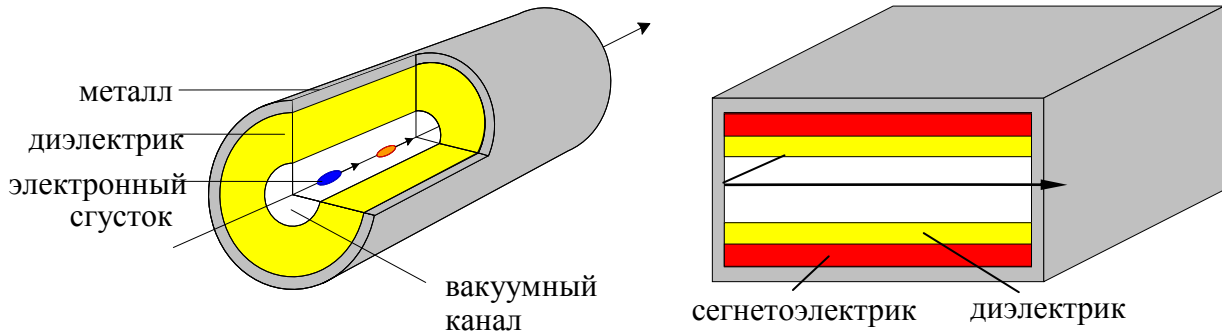


Рис. 1.

Как цилиндрические, так и прямоугольные структуры могут быть выполнены в виде многослойной конструкции, в которой один из слоев выполнен из сегнетоэлектрика, рис. 1. Его нелинейные свойства допускают управление частотным спектром волновода путем приложения к сегнетоэлектрическому слою статического электрического напряжения или вариации температуры структуры.

Теоретический анализ диэлектрических ускорительных структур цилиндрической и прямоугольной геометрии проводился на основе неоднородной системы уравнений Максвелла. Ее решение производится методами преобразования Фурье-Бесселя в цилиндрической геометрии и разложением по собственным функциям поперечных операторов в прямоугольной. При этом кильватерное поле за гауссовым сгустком имеет вид

$$E_z(\zeta, r) = q \sum_{n,m} \psi_{E_z n,m}(f_{n,m}, r) \exp\left(-k_{z n,m}^2 \sigma_z^2 / 2\right) \cos(k_{z n,m} \zeta),$$

где $\psi_{E_z n,m}(f_{n,m}, r)$ – коэффициенты ряда, зависящие от геометрии, диэлектрической проницаемости волновода и начального положения заряда, $k_{z n,m} = 2\pi f_{n,m} / (\beta c)$ – продольная компонента волнового вектора кильватерной волны, $f_{n,m}$ – собственные частоты волновода σ_z характеризует длину сгустка, $\zeta = z - Vt$ – расстояние за сгустком.

Одной из основных проблем в реализации кильватерного метода является удержание интенсивного электронного пучка внутри канала волновода и предотвращение оседания частиц на его стенку. Для исследования динамики пучка применяют численные подходы, основанные на моделировании электронных пучков методом макрочастиц. Метод макрочастиц основан на разбиении фазового объема пучка на большое число непересекающихся элементарных объемов, движение каждого из которых отождествляется с дви-

жением одной макрочастицы с суммарным зарядом и массой частиц, входящих в этот объем.

Описание движения электронного пучка проводилось на основе уравнений релятивистской динамики [12]:

$$F_z = -eE_z = m_e d(V_z \gamma) / dt, \quad F_r = d(m_e V_r \gamma) / dt,$$

$$\text{где } E_z = q \sum_{n,m} \psi_{E_z n,m} I_n(k_{r n,m} r(\zeta, t)) \int_0^{\zeta} f(\zeta_0) \cos(k_{z n,m} (\zeta - \zeta_0)) I_n(k_{r n,m} r(\zeta_0, t)) d\zeta_0,$$

$$F_r = -eq \sum_{n,m} \psi_{F_r n,m} I'_n(k_{r n,m} r(\zeta, t)) \int_0^{\zeta} f(\zeta_0) \sin(k_{z n,m} (\zeta - \zeta_0)) I_n(k_{r n,m} r(\zeta_0, t)) d\zeta_0 + F_{focus}.$$

Задача описания движения макрочастиц является самосогласованной: взаимное положение частиц в ансамбле влияет на создаваемое частицами поле, которое, в свою очередь, приводит к изменению их положения.

Для решения уравнений самосогласованной динамики релятивистского электронного пучка был разработан комплекс программ *BeamDynamics*, позволяющих моделировать с учетом фокусировки движение системы сгустков, состоящих из цепочки ускоряющих сгустков-драйверов и ускоряемого сгустка.

Определяющее влияние на скорость и точность расчета динамики пучка на каждом шаге алгоритма оказывают процедура расчета полей, создаваемых ансамблем частиц, и процедура определения нового положения частиц под действием найденных сил.

В программе *BeamDynamics 2D* [14] для расчета радиальной динамики, в соответствии с [12], полагается, что заряд сосредоточен в центре поперечного распределения сгустка. Продольное и радиальное поля получаются путем интегрирования функции, описывающей поле излучения в точке z, r от точечного заряда, находящегося в точке, с координатами z_0, r_0 , свернутой с функцией распределения заряда по длине сгустка. На каждом временном шаге известна зависимость радиального смещения частиц сгустка r_0 от z_0 , которая используется для расчета поля. Для определения радиального смещения средней линии сгустка $r(\zeta, t)$ производится его продольное разбиение на цепочку макрочастиц. На основе интегрирования уравнений движения находятся координаты макрочастиц вдоль средней линии сгустка в последующий момент времени, а затем эта дискретная последовательность интерполируется для получения вновь функциональной зависимости.

В программе *BeamDynamics 3D* расчет полей, создаваемых ансамблем частиц, осуществляется путем суммирования полей большого количества макрочастиц, на которые разбиваются трехмерные сгустки с заданной функцией пространственного распределения заряда.

Для определения нового положения частиц в алгоритмах расчета динамики пучков традиционно используются численные методы решения уравнений динамики. К ним относятся перевод уравнений в разностную форму с точностью решения 1 порядка [12] и метод Рунге-Кутты второго и четвертого порядков [13,14]. В программах *BeamDynamics* используются полученные аналитические решения уравнений динамики частиц под дей-

ствии постоянной силы [15], в которых координаты и скорости частицы находятся на основе выражений:

$$z = z_0 + \frac{c}{a^3} \left[aa_z \left(\sqrt{1 + \xi^2 + \eta^2} - \gamma_0 \right) + \gamma_0 \left(a_r^2 \beta_{z0} - a_z a_r \beta_{r0} \right) \ln |\delta| \right], \quad \beta_z = \xi / \sqrt{1 + \xi^2 + \eta^2},$$

$$r = r_0 + \frac{c}{a^3} \left[aa_r \left(\sqrt{1 + \xi^2 + \eta^2} - \gamma_0 \right) + \gamma_0 \left(a_z^2 \beta_{r0} - a_r a_z \beta_{z0} \right) \ln |\delta| \right], \quad \beta_r = \eta / \sqrt{1 + \xi^2 + \eta^2},$$

$$\delta = \left(a^2 t + \gamma_0 (a_z \beta_{z0} + a_r \beta_{r0}) + a \sqrt{1 + \xi^2 + \eta^2} \right) / \left(\gamma_0 (a_z \beta_{z0} + a_r \beta_{r0} + a) \right),$$

где $a = \sqrt{a_z^2 + a_r^2}$, $a_z = -\frac{eE_z}{m_e c}$, $a_r = \frac{F_r}{m_e c}$, $\xi = a_z t + \beta_{z0} \gamma_0$, $\eta = a_r t + \beta_{r0} \gamma_0$, $\beta_z = v_z / c$, $\beta_r = v_r / c$,

$\gamma = \left(1 - \beta_z^2 - \beta_r^2 \right)^{-1/2}$ – релятивистский фактор.

Сравнение эффективности алгоритмов показывает, что для расчетов динамики наиболее предпочтительно использовать алгоритм, основанный на точном аналитическом решении уравнения движения релятивистской частицы под действием постоянной силы.

На рис. 2, 3 в качестве примера показаны продольно-радиальное распределение заряда и распределение продольного кильватерного поля в сгустке для двух моментов времени полета.

Представленные в работе методы расчета полей излучения Вавилова-Черенкова и самосогласованной динамики пучков в кильватерных ускорительных структурах открывают перспективы для разработки нового поколения ускорителей для физики высоких энергий и перспективных источников излучения в интенсивно осваиваемом в настоящее время терагерцовом диапазоне частот.

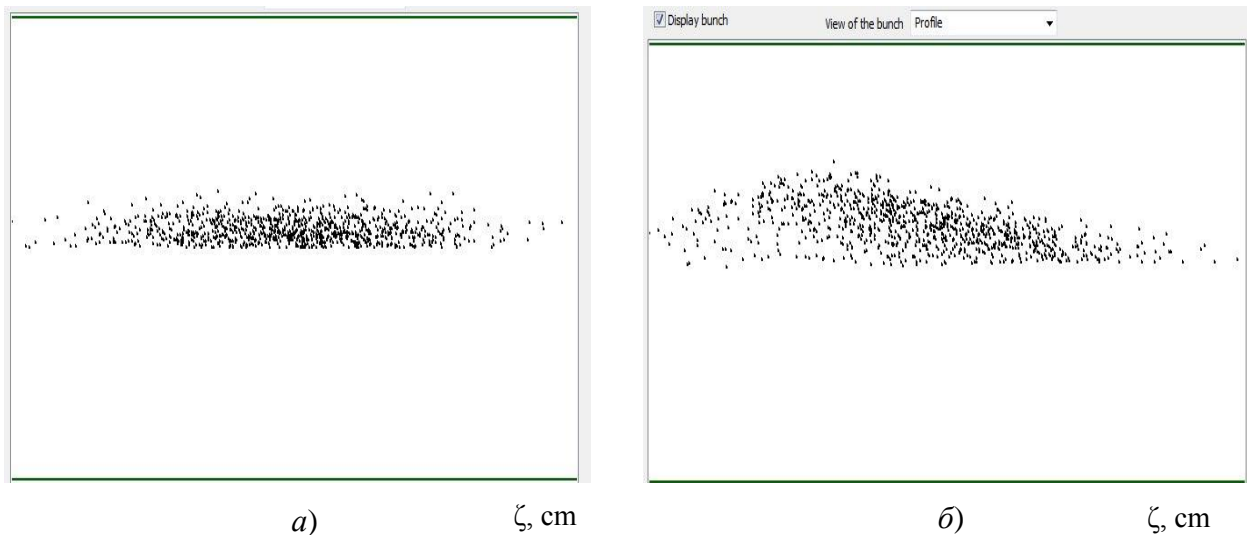


Рис. 2.

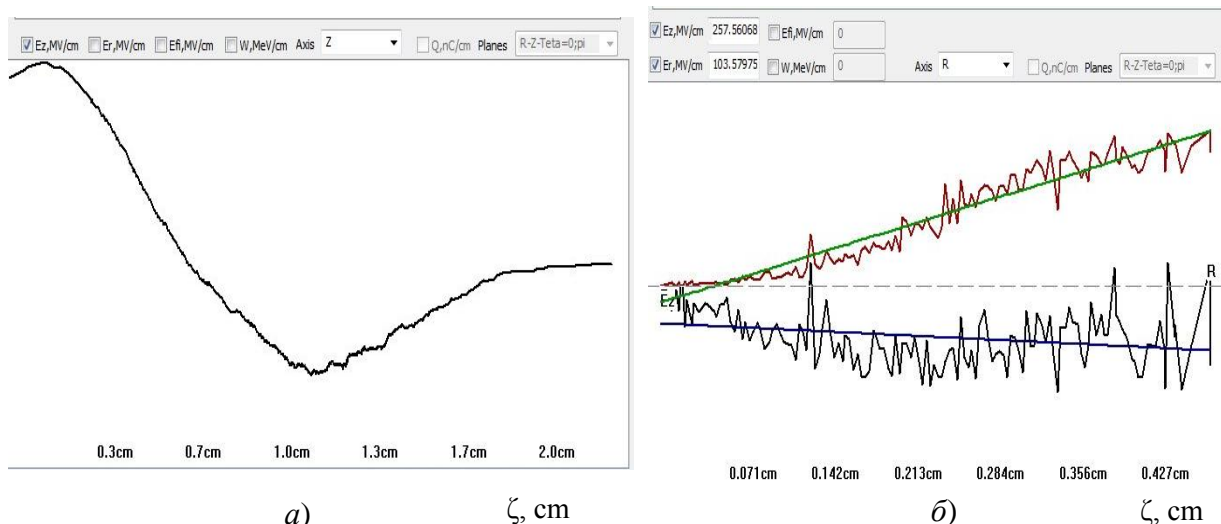


Рис. 3.

Работа поддержана Минобрнауки РФ (ФЦП «Научные и научно-педагогические кадры России»).

Библиографический список

1. Gai W., Schoessow P., Cole B., Konecny R. et al. Phys. Rev. Lett. 61, 2756 (1988).
2. Gai W. AIP Conference Proceedings v. 1086, pp. 3-11, 2009.
3. Альтмарк А. М., Канарейкин А. Д., Шейнман И. Л. Управляемая ускорительная кильватерная структура с диэлектрическим заполнением // ЖТФ. 2005. Т. 75. Вып. 1. С. 89-97.
4. Kanareykin A. Journal of Physics, Conf. Ser., 236 (2010), 012032
5. M. Rosing and W. Gai. Phys. Rev. D, 1990. Vol. 42. №5. P. 1829–1834.
6. А. Д. Канарейкин, И. Л. Шейнман. Анализ потерь в прямоугольной многослойной управляемой структуре с диэлектрическим заполнением // Письма в ЖТФ. 2007, Т. 33, № 8, с. 59–64.
7. L. Xiao, W. Gai, X. Sun. Field. Physical Review E, V. 65, 2001, pp. 1-9.
8. C. Jing, W. Liu, Wei Gai, L. Xiao, and T. Wong. Phys. Rev. E 68 016502, 2003
9. A. Tremaine, J. Rosenzweig, P. Schoessow, W. Gai. Phys. Rev. E 56 7204 (1997).
10. C. Wang, J.L. Hirshfield. Theory of wakefields in multizone dielectric lined waveguide // Phys. Rev. ST Accel. Beams. 2006, v.9, №3, 031301(18).
11. С. С. Батулин, И. Л. Шейнман, А. М. Альтмарк, А. Д. Канарейкин. Кильватерное излучение, генерируемое электронным сгустком в прямоугольном диэлектрическом волноводе. ЖТФ, 2012, Т. 82, № 5, с. 106-114.
12. King-Yuen Ng. Single-Bunch Beam Breakup in a Dielectric-Lined Waveguide / Proceedings XVth International Conference on High Energy Accelerators (FERMILAB-Conf-92/212), Hamburg, Germany, July 20-24, 1992.
13. P. Schoessow, A. Kanareykin, C. Jing, A. Kustov, A. Altmark, and W. Gai Beam Dynamics Simulation Platform and Studies of Beam Breakup in Dielectric Wakefield Structures. AIP Conf. Proc. 1299, pp. 262-267, 14th Advanced Accelerator Concepts Workshop, 13–19 June 2010, Annapolis, (Maryland)
14. И. Л. Шейнман, А. Д. Канарейкин. Поперечная динамика и межсгустковый энергообмен в ускорительной структуре с диэлектрическим заполнением // ЖТФ. 2008, Т. 78, № 10, с. 103–109.
15. И. Л. Шейнман, А. Д. Канарейкин. Определение параметров фокусирующей системы на основе анализа поперечной динамики пучка в диэлектрическом кильватерном ускорителе // Известия СПбГЭТУ, 2010, Вып. 6, с. 10-14.