

Динамика генераторного сгустка, фокусируемого путем переориентации прямоугольного диэлектрического волновода

Проведен численный анализ динамики пучка в прямоугольных волноводах с планарным диэлектрическим заполнением и вакуумным каналом. Кильватерное поле, генерируемое электронным сгустком, приводит к притяжению частиц пучка к волноводной диэлектрической стенке. Кильватерное поле в прямоугольном волноводе имеет вид, похожий на структуру поля квадруполь. Чередование ориентации диэлектрического наполнения волновода приводит к стабилизации пучка, подобно структуре FODO. Исследована эффективность этого метода фокусировки и найдены оптимальные параметры для увеличения дальности полета. Проведено сопоставление эффективности рассмотренного метода с предложенной авторами ранее FODO фокусировкой в сочетании с постоянной компенсирующей кильватерное поле квадрупольной компонентой.

Ключевые слова: Прямоугольный волновод, кильватерное ускорение в диэлектрике, динамика пучка, диэлектрический волновод, фокусировка пучка.

Принцип диэлектрического кильватерного ускорения интенсивно исследуется для создания высоко-градиентных ускоряющих структур нового поколения линейных ускорителей [1]-[5]. Ускорительная структура представляет собой волновод с диэлектрическим заполнением и продольным вакуумным каналом. Сильноточные сгустки электронов в ускорительной структуре создают электромагнитные поля с амплитудой продольного электрического поля до 100 МВ/м в ГГц частотном диапазоне [2]-[4] и до ~ ГВ/м в ТГц [5]. Обладающий большим зарядом генераторный пучок электронов, пролетая сквозь вакуумный канал волновода, создает электромагнитное излучение Вавилова-Черенкова (кильватерное), которое используется для разгона сгустка малого заряда, следующего за ведущим сгустком на определенной дистанции.

Большинство разрабатываемых структур с диэлектрическим заполнением имеют цилиндрическую форму, которая обеспечивает наибольшую амплитуду ускоряющего поля наряду с достижением максимально возможного шунтового импеданса структуры [2], [4]. Изготовление цилиндрической структуры со строгими требованиями к допускам геометрических параметров и однородности диэлектрической проницаемости заполнения на протяжении всей структуры сопряжено с определенными технологическими трудностями [6]. Вследствие технологической сложности цилиндрических структур наряду с ними также рассматриваются структуры с диэлектрическим заполнением прямоугольного поперечного сечения [7]-[19]. Прямоугольные ускорительные структуры (наряду с цилиндрическими) были рассмотрены в [4] на предмет генерации электромагнитного излучения в субтерагерцовом диапазоне частот 0.5–1.0 ТГц. В ТГц диапазоне

прямоугольная геометрия может оказаться предпочтительной в силу сложности производства точных цилиндрических структур малого размера.

Теоретический расчет в прямоугольных диэлектрических ускорительных структурах был проведен в многочисленных публикациях [7]–[14], но в большинстве они основаны на приближенных методах расчета импеданса. В [15]–[19] была сформирована строгая теория возбуждения пучком прямоугольного волновода с изотропным и трансверсально-изотропным диэлектрическим заполнением.

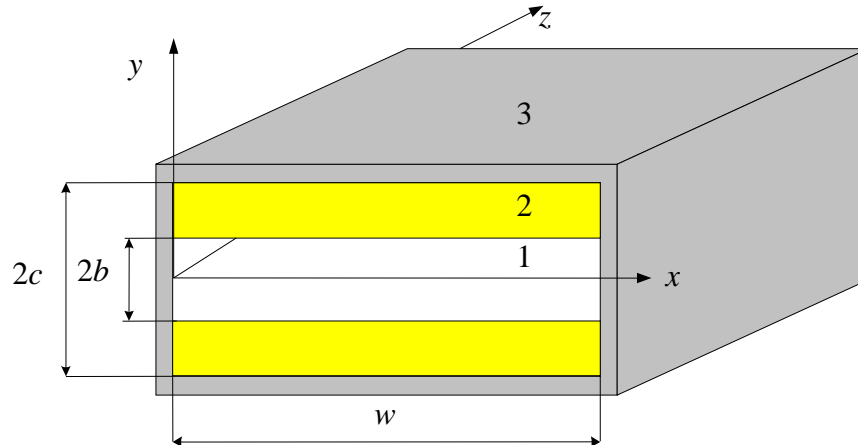


Рис. 1. Прямоугольный волновод с продольным вакуумным каналом

Ведущий пучок в кильватерном ускорителе теряет значительную часть своей энергии в замедляющей структуре, что приводит к росту эмиттанса, повышенному разбросу по энергии, а также к банановой неустойчивости для смещенного относительно оси волновода пучка. Каждая из этих причин может привести к уменьшению интенсивности сгустка за счет потери частиц на стенках волновода. Неустойчивости пучка вследствие паразитных кильватерных полей создают серьезные ограничения на эффективность структур на основе кильватерного принципа ускорения [20], [21].

Рассмотрим прямоугольный волновод с симметричным заполнением в виде поперечно изотропных диэлектрических пластин параллельных оси x и вакуумного канала в центре (Рис. 1). Продольное электрическое поле в точке (x, y, ζ) , создаваемое точечным зарядом, расположенным в точке (x_0, y_0, ζ_0) [19]:

$$E_z = - \sum_{n,m} \frac{\psi(x, x_0)}{\epsilon_0} \left[\frac{G_E(\zeta, \zeta_0) Y_{Ed}(y) Y_{Ed}(y_0)}{(k_x^2 + \lambda_E)} + \frac{k_x^2 \beta^2 G_H(\zeta, \zeta_0) Y_{By}(y) Y_{By}(y_0)}{(k_x^2 + \lambda_H)} \right],$$

$$G_{E,H}(\zeta, \zeta_0) = \begin{cases} \cos(\sqrt{\lambda_{E,H}}(\zeta - \zeta_0)) \theta(\zeta_0 - \zeta), \lambda_{E,H} \geq 0; \\ 0.5 e^{-\sqrt{|\lambda_{E,H}|} |\zeta - \zeta_0|} \text{sign}(\zeta - \zeta_0), \lambda_{E,H} < 0, \end{cases}$$

где $\psi(x, x_0) = q \sin(k_{xn}x) \sin(k_{xn}x_0)$, $k_x = \pi n/w$, $\theta(\zeta)$ – функции Хэвисайда. Собственные значения $\lambda_{E,H} = k_z^2$ могут быть найдены путем решения соответствующих дисперсионных уравнений.

Поперечные силы, действующие на электроны в волноводе, могут быть выражены как:

$$\frac{F_x}{-e} = \sum_{n,m} \frac{\psi'_x(x, x_0)}{\varepsilon_0} \left[\frac{S_E(\zeta, \zeta_0) Y_{Ed}(y) Y_{Ed}(y_0)}{(k_x^2 + \lambda_E)} + \frac{S_H(\zeta, \zeta_0) k_x^2 \beta^2 Y_{By}(y) Y_{By}(y_0)}{(k_x^2 + \lambda_H)} \right],$$

$$\frac{F_y}{-e} = \sum_{n,m} \frac{\psi(x, x_0)}{\varepsilon_0} \left[\frac{k_x^2 \beta^2 S_H(\zeta, \zeta_0) Y_{Hd}(y) Y_{By}(y_0)}{(k_x^2 + \lambda_H)} + \frac{k_x^2 + \lambda_E (1 - \varepsilon \beta^2)}{\varepsilon (k_x^2 + \lambda_E)} S_E(\zeta, \zeta_0) Y_{Dy}(y) Y_{Ed}(y_0) \right],$$

где

$$S_{E,H}(\zeta, \zeta_0) = \begin{cases} -\frac{\sin(\sqrt{\lambda_{E,H}}(\zeta - \zeta_0))}{\sqrt{\lambda_{E,H}}} \theta(\zeta_0 - \zeta), \lambda_{E,H} \geq 0; \\ \frac{\text{sign}(\zeta - \zeta_0)}{2\sqrt{|\lambda_E|}} \exp(-\sqrt{|\lambda_{E,H}|}|\zeta - \zeta_0|), \lambda_{E,H} < 0. \end{cases}$$

Нормализованные собственные функции $Y_{By}(y)$, $Y_{Dy}(y)$, $Y_{Hd}(y)$ и $Y_{Ed}(y)$ разбиваются на систему симметричных и антисимметричных относительно оси волновода мод [19].

Продольные и поперечные поля (1), (2) и (3) были использованы для расчета самосогласованной динамики сгустка в прямоугольном диэлектрическом кильватерном волноводе. Параметры рассматриваемой структуры: $f = 300 \text{ ГГц}$, $\varepsilon = 3.75$ (кварц), $w = 2 \text{ мм}$, $b = 1 \text{ мм}$, $c = 1.054 \text{ мм}$. Генераторный электронный сгусток имеет гауссово продольное распределение заряда со среднеквадратичным значением длины сгустка $\sigma_z = 0.1 \text{ мм}$ и энергией $W_0 = 600 \text{ МэВ}$, зарядом $q = 10 \text{ нКл}$. Для упрощения расчетов будем рассматривать нитевидный пучок с одинаковым начальным смещением относительно оси волновода. В начале расчетов сгусток находится в точке $x_0 = 5w/8$, $y_0 = b/8$, центр сгустка $-\xi_0 = 0 \text{ см}$.

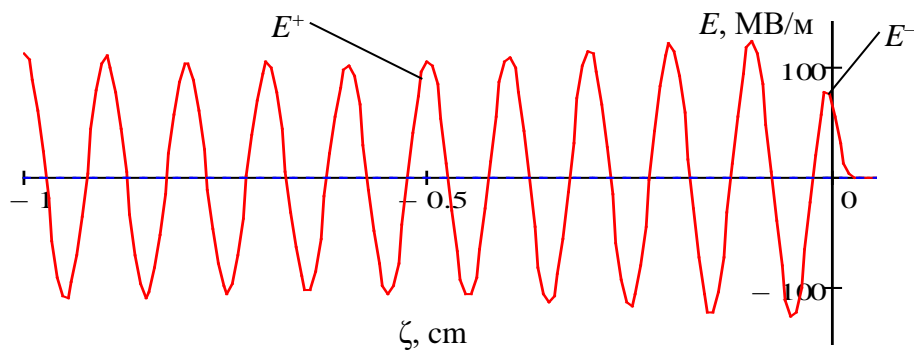


Рис. 2. Продольное кильватерное поле

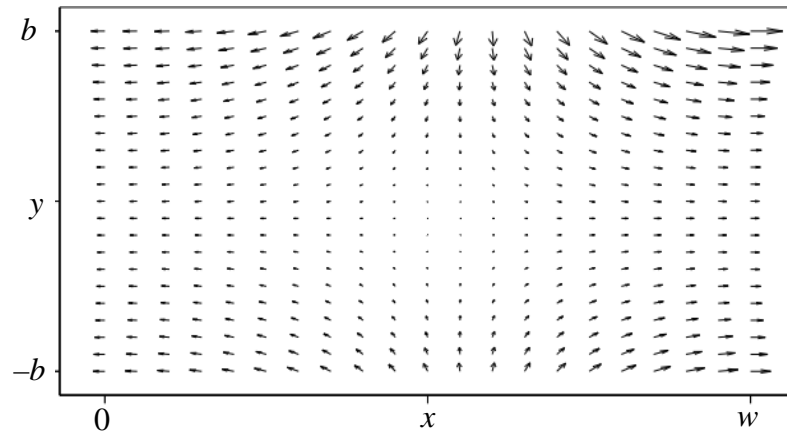


Рис. 3. Структура поперечного поля в прямоугольном волноводе

Расчеты показывают достаточно высокую амплитуду ускоряющего поля (100...120 МВ/м) при практически одномодовом режиме излучения позади сгустка (Рис. 2). Амплитуда главной моды примерно в 10 раз больше, чем амплитуда следующей моды. Распределение поперечной силы (отнесенной к заряду электрона $-e$) изображено на Рис. 3. Структура поля волновода имеет вид, близкий к структуре поля квадруполья.

В [8] и [9] было предложено пропускать пучок через последовательность прямоугольных волноводов, ориентированных на 90° друг к другу. При движении в самосогласованном кильватерном поле электроны притягиваются к диэлектрику и отталкиваются от металлической стенки волновода. Если повернуть диэлектрик на 90° , расфокусировка начнется по другой оси, а по той оси, по которой до этого происходила расфокусировка, начнется фокусировка. Таким образом, предполагалось создать аналог квадрупольной FODO фокусировки.

Чтобы оценить эффективность этого метода, мы модифицировали программу расчета самосогласованной динамики пучка и провели ряд виртуальных экспериментов. Анализ динамики сгустка был основан на методе макрочастиц. В этом методе функция распределения заряда реализована с помощью создания группы частиц с заданным распределением в пространстве. Расчет поля реализован при помощи суммирования полей, создаваемых каждой макрочастицей, причем кильватерные поля находятся как разложение поля точечного заряда в ряд по собственным функциям волновода.

Для сопоставления был проведен расчет дальности полета сгустка в прямоугольной структуре идентичных размеров с предложенным ранее авторами методом фокусировки [22]. Предложенный метод включал использование двух квадрупольных составляющих магнитного поля: постоянную B_0 , компенсирующую квадрупольный характер кильватерного излучения в прямоугольном волноводе, и знакопеременную B , обеспечивающую эффект жесткой фокусировки ФОДО.

Дальность полёта пучка определялась по первому моменту касания какой-либо макрочастицей стенки волновода. Чтобы увеличить дистанцию полета l , длины секций волновода, а также величины B_0 и длина секции ФОДО выбирались с помощью структурированного компьютерного анализа.

На Рис. 4 приведены отношения переданной кильватерному полю частицами сгустка энергии $\Delta W = -eEl$ к начальной энергии пучка W_0 в зависимости от начальной энергии пучка W_0 .

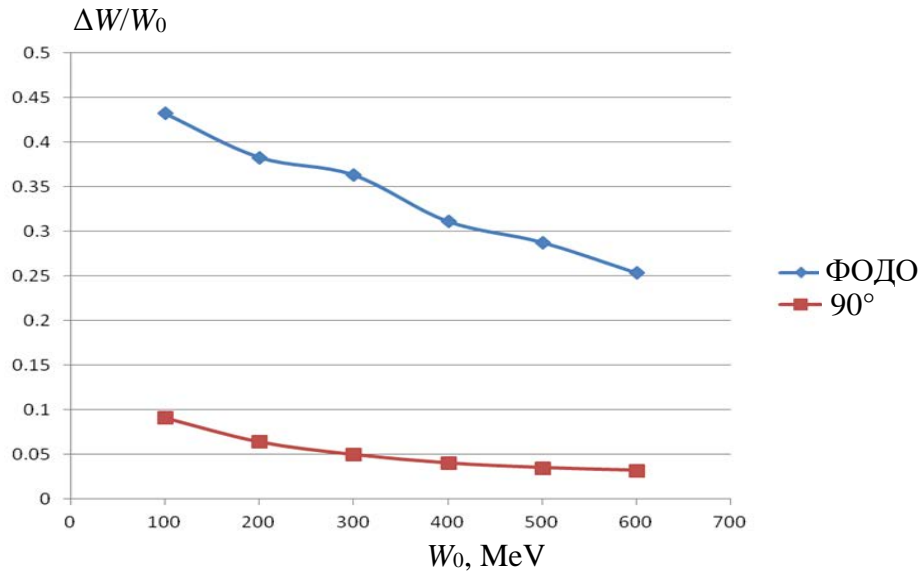


Рис. 4. Сопоставление эффективности фокусирующих схем

С ростом энергии пучка эффективность действия как внешней ФОДО фокусировки, так и самофокусировки пучка при переориентации волновода падает, причем ФОДО фокусировка показывает существенно большую эффективность.

Таким образом, для стабилизации пучка предпочтительно использовать ФОДО фокусировку в сочетании с постоянным компенсирующим квадрупольную составляющую кильватерного излучения магнитным полем.

Библиографический список

1. W. Gai, P. Schoessow, B. Cole, R. Konecny et al. Phys. Rev. Lett. 61, 2756, 1988.
2. W. Gai. AIP Conference Proceedings v. 1086, pp. 3-11, 2009.
3. M. E. Conde. Proceedings of PAC07, Albuquerque, New Mexico, USA, pp.1899-1903.
4. A. Kanareykin. Journal of Physics, Conf. Ser., 236, 012032, 2010
5. M. C. Thompson, et al., Phys. Rev. Lett., 100, 214801, 2008.
6. A.M.Altmark, A. D. Kanareykin, and I. L. Sheinman. Techn. Phys., 50, 1, 2005.
7. A. D. Kanareykin and I. L. Sheinman, Tech. Phys. Lett. 33, 344, 2007.
8. L. Xiao, W. Gai, X. Sun. Physical Review E, V. 65, , pp. 1-9, (2001).
9. C. Jing, W. Liu, W. Gai, L. Xiao, and T. Wong. Phys. Rev. E 68 016502, 2003.
10. A. Tremaine, J. Rosenzweig, P. Schoessow, and W. Gai, Phys. Rev. E 56, 7204, 1997.
11. S. Y. Park, C. Wang, and J. L. Hirshfield, AIP Conf. Proc. 647, 527, 2002.
12. C. Wang and J. L. Hirshfield, Phys. Rev. ST Accel. Beams 9, 031301, 2006.
13. G. V. Sotnikov, I. N. Onishchenko, J. L. Hirshfield, and T. C. Marshal, Probl. At. Nauki Tekhnol. Ser.: Yad._Fiz.Issled., No. 3 (49), 148, 2008.
14. T-B. Zhang, J. L. Hirshfield, T. C. Marshall, B. Hafizi Phys. Rev. E. 56, 1997.
15. A.Altmark, I.L.Sheynman, S.Baturin, A.Kanareykin Proc. of IPAC, Kyoto (Japan), THPD057, 2010.
16. S. S. Baturin, I. L. Sheinman, A. M. Altmark, A. D. Kanareykin, Tech. Phys. 57, 5, 683, 2012.
17. S. S. Baturin, I. L. Sheinman, A. M. Altmark, and A. D. Kanareykin. *Transverse Operator Method for Wakefields in a Rectangular Dielectric Loaded Accelerating Structure*. Phys. Rev. ST Accel. Beams 16, 051302 (2013)
18. I. Sheinman, S. Baturin, A. Kanareykin. "Analysis of a Rectangular Dielectric-lined Accelerating Structure with an Anisotropic Loading" IPAC'12, New Orleans, USA, pp. 2769-2771. (2012)
19. I. Sheinman, Yu. Sheinman. "Wake Field Components in a Rectangular Accelerating Structure with Dielectric Anisotropic Loading". RUPAC-2016, TUPSA043, Saint-Petersburg, Russia, 2016
20. W. Gai, Kanareykin A. D., A. Kustov, J. Simpson. Phys. Review E 1997, v.55, №3, pp.3481-3488.
21. A. Altmark, P. Schoessow, A. Kanareykin, C. Jing, A. Kustov, J. G. Power, W. Gai AIP Conf. Proc. 1086, pp.404-409, (2009).
22. I. Sheinman, A. Tolstoy. "Driver Beam Stabilization in Rectangular Dielectric Waveguide". 2018 IEEE Conference of Russian Young Researchers in Electrical and Electronic Engineering (EIConRus-2018), January 29 - February 01, 2018. Moscow and St. Petersburg, Russia. P. 509 – 511.