

01;07

Использование преобразований Лоренца для моделирования эффектов терагерцового сверхизлучения пикосекундных электронных сгустков, движущихся в ондуляторном поле

© Н.С. Гинзбург, И.В. Зотова, А.М. Малкин, В.П. Тараканов

Институт прикладной физики РАН, Нижний Новгород
Объединенный институт высоких температур РАН, Москва
E-mail: zotova@appl.sci-nnov.ru

Поступило в Редакцию 23 ноября 2011 г.

В рамках PIC (particle in cell) моделирования показана возможность генерации мультимегаваттных импульсов терагерцового диапазона на основе эффекта сверхизлучения пикосекундных сгустков, движущихся в ондуляторном магнитном поле. Анализ проведен в сопровождающей электроны системе отсчета K' с последующим пересчетом в лабораторную систему K , что значительно упрощает процедуру моделирования вследствие соразмерности в системе K' всех пространственных масштабов, включая длину волны излучения, длину сгустка и длину пуга волны накачки, в которую трансформируется поле ондулятора.

В последние годы достигнут значительный прогресс в генерации электромагнитных импульсов сантиметрового и миллиметрового диапазонов на основе эффекта черенковского сверхизлучения (СИ) сильноточных электронных сгустков [1–3]. Такой процесс включает группировку частиц и последующее когерентное излучение со всего объема протяженного в масштабе длины волны электронного сгустка. Импульсы СИ отличаются рекордно (гигаваттной) пиковой мощностью и ультракороткой (субнаносекундной) длительностью.

В качестве естественного развития этих исследований может рассматриваться продвижение источников СИ в коротковолновые диапазоны, включая терагерцовый. Для этой цели может быть использовано сверхизлучение электронных сгустков, движущихся в периодическом

магнитном (ондуляторном) поле. Энергия частиц должна составлять 4–5 MeV при длительности электронного импульса несколько пикосекунд. В данный момент требуемыми характеристиками обладают пучки, формируемые фотоинжекторами [4,5]. К настоящему времени исследования терагерцовых ЛСЭ, работающих в сверхизлучательных режимах, в основном сосредоточены на случае, когда длина электронного сгустка меньше или порядка длины волны излучения [6–9]. В этом случае возможно когерентное излучение со всего объема сгустка в отсутствие группировки частиц. При этом длина ондулятора, необходимая для формирования импульса излучения относительно мала. Вместе с тем, как показано в [10–13], существует возможность генерации импульсов СИ значительно большей пиковой мощности, если использовать электронные сгустки, протяженные в масштабе длины волны излучения. В этом случае когерентное излучение различных частей сгустка возможно в результате развития группировки частиц, что, вообще говоря, требует увеличения длины пространства взаимодействия по сравнению с излучением заданного движения, исследованного в [6–9].

Заметим, что в работах [10–13] анализ эффектов ондуляторного СИ протяженных электронных сгустков проводился в рамках метода усредненной пондеромоторной силы. Данная работа посвящена PIC (particle in cell) моделированию указанных процессов, которое сводится к непосредственному интегрированию самосогласованной системы уравнений, состоящей из уравнений Максвелла и уравнений движения частиц. Такой подход позволяет учесть релятивистский характер движения электронов в сильных полях, собственные электрические и магнитные поля сильноточного электронного сгустка и их влияние на динамику частиц, а также ряд других факторов, присущих реальному эксперименту. Однако для пучков частиц высоких энергий PIC моделирование процесса электронно-волнового взаимодействия в лабораторной системе отсчета требует привлечения значительных вычислительных ресурсов. Действительно, при релятивистском масс-факторе $\gamma_0 \sim 10$ длина ондулятора, на которой происходит развитие процесса СИ, достигает нескольких метров, в то время как длина электронного сгустка составляет несколько миллиметров, а длина волны излучения терагерцового диапазона доли миллиметров. Как будет показано далее, процедура моделирования кардинально упрощается при переходе в сопровождающую электронный сгусток систему отсчета.

В соответствии с преобразованиями Лоренца ондуляторное поле протяженностью в несколько метров трансформируется в импульс волны накачки с длиной цуга в несколько десятков сантиметров. Напротив, длина пикосекундного электронного сгустка в собственной системе отсчета растягивается до нескольких сантиметров. И наконец, длина волны излучения трансформируется из субмиллиметрового в миллиметровый диапазон. Соразмерность всех масштабов, включая поперечный размер сгустка, значительно упрощает и ускоряет процедуру моделирования. На заключительном этапе параметры излучаемых импульсов в лабораторной системе отсчета находятся с помощью повторного использования преобразований Лоренца.

Рассмотрим здесь двумерную модель, предполагая, что электронный сгусток с длиной l и шириной ε движется с поступательной скоростью V_0 в планарном волноводе с расстоянием между пластинами b . Электроны осциллируют в поле плоского ондулятора, которое в пренебрежении поперечной неоднородностью задается вектор-потенциалом:

$$A(z, t) = \text{Re} [x_0 A_u e^{ih_u z}], \quad (1)$$

где $h_u = 2\pi/d_u$, d_u — период ондулятора, A_u — амплитуда поля. Дальнейший анализ проведем в сопровождающей системе отсчета K' , в которой поле ондулятора преобразуется в бегущую волну накачки:

$$A(z', t') = \text{Re} [x_0 A_u e^{i\omega' t' + ih' z'}], \quad (2)$$

где $h' = \gamma_0 h_u$, $\omega' = \gamma_0 h_u V_0$, $\gamma_0 = (1 - V_0^2/c^2)^{-1/2}$.

В расчетах, проведенных далее на основе двумерной версии PIC кода KARAT [14], моделировалось излучение в поле ондулятора с периодом 4 см и амплитудой поля 2.5 кОе электронного сгустка с энергией частиц 4.5 MeV, имеющего в лабораторной системе длительность 10 ps, погонный ток 35 A/cm (погонная плотность частиц $7.4 \cdot 10^9 \text{ cm}^{-2}$) и поперечный размер $\varepsilon = 2 \text{ mm}$. Предполагалось что в начальный момент времени электроны равномерно распределены по длине и толщине сгустка. Излучение имело место в планарном волноводе с зазором между пластинами $b = 4 \text{ mm}$. В сопровождающей системе отсчета длина сгустка растягивалась до 4 см, а погонная плотность уменьшалась до $7.4 \cdot 10^8 \text{ cm}^{-2}$. Поле ондулятора преобразовывалось в волну накачки, близкую по структуре к ТЕМ-волне с частотой 75 GHz и амплитудой электрического поля 200 MV/cm.

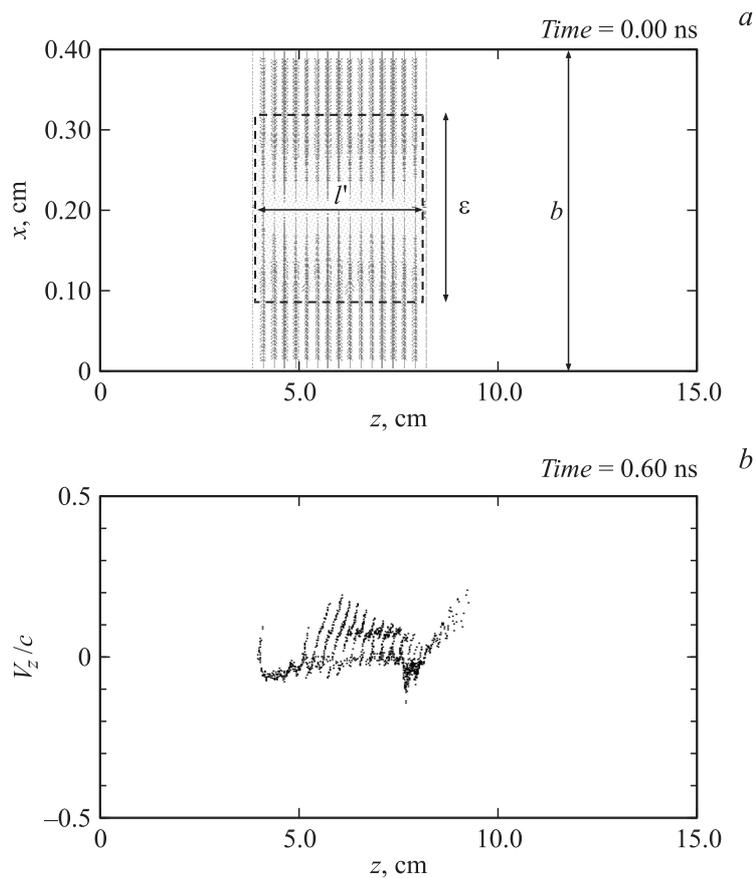


Рис. 1. Геометрия пространства взаимодействия и электронного сгустка, используемая в моделировании PIC процесса СИ (а). Модуляция продольного импульса электронов в процессе взаимодействия (b).

Начальная геометрия сгустка, помещенного в планарный волновод, представлена на рис. 1, а. На этом рисунке показаны также силовые линии собственного электростатического поля сгустка. В условиях, когда в системе K' длина сгустка l' существенно превосходит его толщину ϵ и расстояние между пластинами волновода b , собственное

поле сгустка в основном имеет поперечную E_x компоненту. Продольная компонента поля E_z имеет заметную величину только на небольших участках на краях сгустка. Таким образом, наличие металлических поверхностей, параллельных сгустку, приводит к значительной редукации сил пространственного заряда и препятствует быстрому продольному разлету сгустка под действием собственных полей. Заметим, что для фокусировки частиц в поперечном направлении в моделировании было использовано небольшое (далеко от циклотронного резонанса с волной накачки) продольное магнетронное поле $H_z = 13$ кОе.

На рис. 2, *a* показан импульс сверхизлучения, имеющий в сопровождающей системе отсчета пиковую плотность мощности $P'_+ \approx 130$ кВт/см и длительность ~ 200 пс. В соответствии с формулами преобразований Лоренца для поля $E = \gamma_0(E' + \beta_0 H')$ и частоты $\omega = \gamma_0(\omega' + V_0 k')$ в случае $\gamma_0 \gg 1$ при переходе в лабораторную систему мощность компоненты, излучаемой в направлении поступательного движения частиц, увеличивается примерно в $4\gamma_0^2$ раз и составляет $P_+ \approx 50$ МВт/см, в то время как длительность излученного импульса сокращается в $2\gamma_0$ раз до 10 пс.

На рис. 2, *b* представлен спектр падающего и рассеянного излучения. Видно, что частота рассеянного излучения 40 ГГц сдвинута вниз относительно частоты падающего 75 ГГц. При этом величина сдвига зависит от амплитуды волны накачки. В лабораторной системе, используя преобразования Лоренца, для частоты компоненты рассеянного излучения, распространяющейся в направлении поступательной скорости частиц, получим значение ~ 0.8 ТГц, что находится в соответствии с известной формулой [15]

$$\omega_s \approx 2\gamma_0^2 h_u V_0 (1 + \alpha_u^2)^{-1}, \quad (3)$$

где $\alpha_u = wA_u/mc^2$ — параметр ондулярности, который в моделируемом случае составлял 0.9. Уменьшение частоты излучения в лабораторной системе с ростом амплитуды ондуляторного поля очевидно обусловлено уменьшением средней поступательной скорости частиц за счет раскачки баунс-осцилляций. В сопровождающей системе этот эффект проявляется в том, что под действием интенсивной волны накачки первоначально покоящийся электронный сгусток приобретает определенную поступательную скорость в направлении волнового вектора волны накачки. В результате частота рассеянного излучения становится меньше частоты накачки.

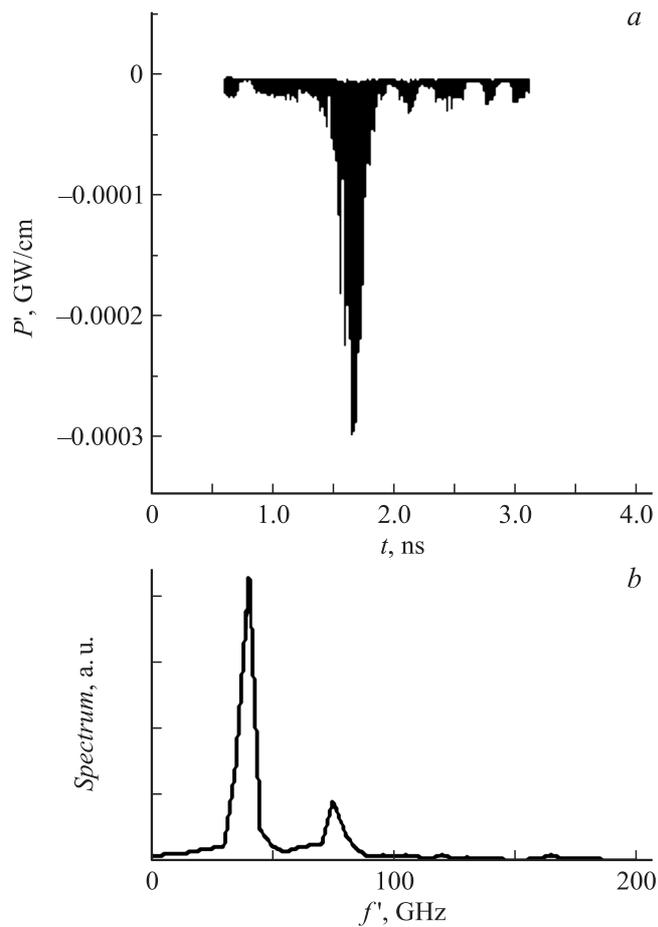


Рис. 2. Импульс СИ (*a*) и его спектр (*b*) в сопровождающей системе отсчета. Разложение поперечной структуры излучаемого поля по TE_n -модам планарного волновода в момент времени, близкий к максимуму интенсивности импульса СИ (*c*).

Продольную группировку частиц с периодом 2 mm, которая развивается в процессе СИ, иллюстрирует рис. 1, *b*. Соответственно в некоторый момент времени возникает когерентное сложение излуча-

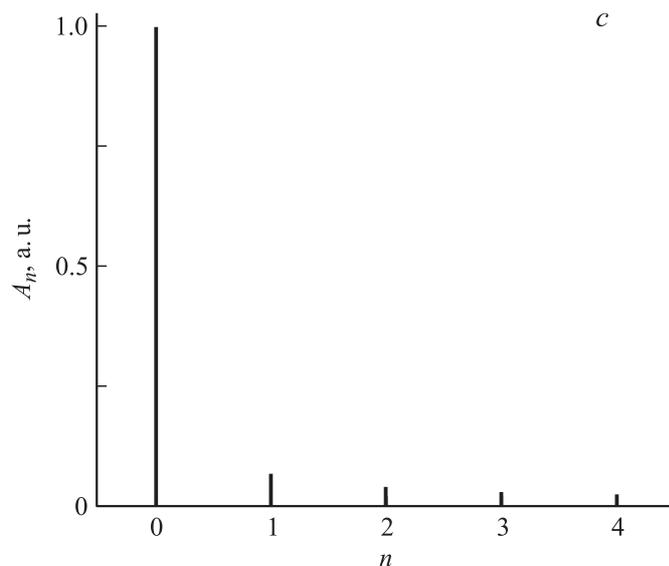


Рис. 2 (продолжение).

емых этими частицами полей. Фактически в этот момент в объеме электронного сгустка формируется распределенное брэгговское зеркало с пространственным периодом, равным половине длины падающей волны накачки, которое эффективно отражает (рассеивает) указанную волну. Далее происходит динамическая разрупировка частиц, приводящая к размыванию указанного зеркала. В результате рассеянное поле представляет собой короткий импульс сверхизлучения (рис. 2, *a*). Начальный уровень сигнала соответствует уровню излучения сгустка в отсутствие модуляции и фактически определяется крутизной фронтов импульса тока.

Важная информация может быть получена из анализа поперечного (по оси x) распределения амплитуд излучаемых полей и их разложения по модам планарного волновода. В сопровождающей системе отсчета излучение на различных модах имеет одну частоту, но различные продольные волновые числа. В результате в соответствии с преобразованиями Лоренца в лабораторной системе оказываются различными частоты излучения на различных модах. Тем не менее в конкретной

моделируемой ситуации основная доля мощности излучения сосредоточена в главной ТЕМ-моду планарного волновода, а доля высших ТЕ-мод не превышает 10% (рис. 2).

Таким образом, исследованный механизм генерации терагерцового излучения на основе эффектов СИ представляет значительный практический интерес, поскольку позволяет получать импульсы с уникальными параметрами. Вместе с тем в методическом плане проведенный анализ может рассматриваться как пример нетривиального использования теории относительности в прикладных задачах. В частности, интересно отметить аналогию с известным в теории относительности эффектом пролета атмосферы элементарными частицами с малым временем жизни [16]. В исследуемом случае время развития процесса СИ в собственной системе отсчета не превышает 100 ps (рис. 2, *b*), тем не менее в лабораторной системе электронный сгусток, двигаясь со скоростью, близкой к скорости света, пролетает за указанное время расстояние ~ 1 м.

Список литературы

- [1] Гинзбург Н.С., Зотова И.В., Новожилова Ю.В. и др. // Письма в ЖТФ. 1998. Т. 24. № 18. С. 7–13.
- [2] Ginzburg N.S., Novozhilova Yu.V., Sergeev A.S. et al. // Phys. Rev. E. 1999. V. 60. N 3. P. 3297–3304.
- [3] Ельчанинов А.А., Коровин С.Д., Ростов В.В. и др. // Письма в ЖЭТФ. 2003. Т. 77. № 6. С. 314–318.
- [4] Power J.G. Overview of photoinjectors // Proc. of 14th Adv. Accel. Concepts Workshop / Ed by G. Nusinovich and S. Gold. 2010.
- [5] Piot P., Sun Y., Kim K. // Phys. Rev. ST-AB. 2006. V. 9. N 3. P. 031001–031008.
- [6] Pinhasi Y., Lurie Yu. // Phys. Rev. E. 2002. V. 65. N 2. P. 026501–026509.
- [7] Huang Y.-Ch. // Appl. Phys. Lett. 2003. V. 96. N 23. P. 231503–231506.
- [8] Doria A., Gallerano G.P., Giovenale E., Messina G., Spassovsky I. // Phys. Rev. Lett. 2004. V. 93. N 26. P. 264801–264805.
- [9] Gover A. // Phys. Rev. ST-AB. 2005. V. 8. N 3. P. 030701–030716.
- [10] Bonifacio R.H., Maroli C., Piovella N. // Opt. Comm. 1988. V. 68. N 5. P. 369–374.
- [11] Bonifacio R.H., Piovella N., McNeil B.W.J. // Phys. Rev. A. 1991. V. 44. N 6. P. 3441–3444.
- [12] Гинзбург Н.С., Сергеев А.С. // Письма в ЖЭТФ. 1991. Т. 54. № 8. С. 445–448.

- [13] Гинзбург Н.С., Сергеев А.С., Малкин А.М. // ЖТФ. 2003. Т. 123. № 5. С. 1027–1039.
- [14] Tarakanov V.P. User's Manual for Code KARAT. Springfield, VA: Berkeley Research Associates, 1992.
- [15] Генераторы когерентного излучения на свободных электронах: Сб. статей / Пер. с англ. Под ред. А.А. Рухадзе. М.: Мир, 1983. 282 с.
- [16] Ландау Л.Д., Лившиц Е.М. Теория поля. М.: Наука, 1967.