

ЭФФЕКТ ОНДУЛЯТОРНОГО СВЕРХИЗЛУЧЕНИЯ И ВОЗМОЖНОСТЬ ЕГО ИСПОЛЬЗОВАНИЯ ДЛЯ ГЕНЕРАЦИИ МУЛЬТИМЕГАВАТТНЫХ ИМПУЛЬСОВ ТЕРАГЕРЦЕВОГО ДИАПАЗОНА

Н. С. Гинзбург^{a,b}, А. А. Голованов^a, И. В. Зотова^{a*}, А. М. Малкин^a, В. П. Тараканов^c

^a *Институт прикладной физики Российской академии наук
603950, Нижний Новгород, Россия*

^b *Нижегородский государственный университет им. Н. И. Лобачевского
603950, Нижний Новгород, Россия*

^c *Национальный исследовательский ядерный университет «МИФИ»
115409, Москва, Россия*

Поступила в редакцию 22 апреля 2014 г.

Показана возможность генерации мультимегаваттных импульсов терагерцевого диапазона на основе сверхизлучения пикосекундных электронных сгустков, движущихся в периодическом магнитном (ондуляторном) поле. Теоретическое исследование процессов сверхизлучения основано как на методе усредненной пондеромоторной силы, так и на прямом численном PIC (particle in cell)-моделировании. Анализ проводится в сопровождающей электроны системе отсчета K' с последующим пересчетом характеристик излучения в лабораторную систему с помощью преобразований Лоренца. В рамках усредненного подхода электронный сгусток представляется как ансамбль макроэлектронов, взаимодействующих между собой посредством полей излучения и кулоновских сил. Эффект сверхизлучения включает группировку частиц и последующее когерентное излучение единичного импульса большой интенсивности со всего объема электронного сгустка, длина которого существенно превосходит длину волны. Для более детального анализа, включающего учет поперечной неоднородности ондуляторного поля, релятивистский характер движения электронов в этом поле и т. д., проведено PIC-моделирование указанного процесса на основе кода KARAT. Продемонстрирована возможность значительного упрощения процедуры вычислений при переходе в сопровождающую систему отсчета вследствие соразмерности всех пространственных масштабов, включая длину волны излучения, длину сгустка и длину цуга волны накачки, в которую трансформируется поле ондулятора.

DOI: 10.7868/S004445101410006X

1. ВВЕДЕНИЕ

В последнее время достигнут значительный прогресс в генерации электромагнитных импульсов высокой интенсивности в сантиметровом и миллиметровом диапазонах на основе эффектов сверхизлучения (СИ) сильнооточных килоамперных электронных сгустков [1–4]. Такой процесс включает группировку частиц и последующее когерентное излучение со всего объема протяженного в масштабе длины

волны электронного сгустка. Импульсы СИ отличаются рекордно высокой (гигаваттной) пиковой мощностью и ультракороткой (субнаносекундной) длительностью. При умеренных энергиях частиц (до 300 кэВ) и субнаносекундных длительностях сгустков наиболее эффективным механизмом генерации импульсов СИ является черенковский механизм, в рамках которого прямолинейно движущийся протяженный сгусток электронов излучает во встречную волну, распространяющуюся в периодической замедляющей системе [2–4].

В качестве естественного развития этих исследований может рассматриваться продвижение источников СИ в коротковолновые диапазоны, включая

*E-mail: zotova@appl.sci-nnov.ru

терагерцевый. Для этой цели может быть использовано СИ электронных сгустков, движущихся в периодическом магнитном (ондуляторном) поле [5–9]. С учетом доплеровского смещения частоты энергия частиц для достижения терагерцевого диапазона должна быть увеличена до 4–5 МэВ, а длительность сгустков в условиях генерации единичного импульса должна составлять несколько пикосекунд. В настоящий момент требуемыми характеристиками обладают пучки, формируемые фотоинжекторами [10, 11].

В данной работе в предположении, что движение сгустка происходит в планарном волноводе, проведено теоретическое исследование процессов ондуляторного СИ, основанное как на методе усредненной пондеромоторной силы, так и на прямом численном моделировании с использованием PIC (particle in cell)-кода KARAT [12]. При этом в рамках обоих подходов анализ проводится в сопровождающей электроны системе отсчета K' , что прежде всего значительно упрощает процедуру численного моделирования. Действительно, при релятивистском масс-факторе $\gamma_0 \sim 10$ длина ондулятора, на которой происходит развитие процесса СИ, достигает нескольких метров [13]. В то же время, в соответствии с преобразованиями Лоренца, в системе K' ондуляторное поле трансформируется в импульс волны накачки с длиной пути 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 диапазона в миллиметровый. Соизмерность всех масштабов, включая поперечный размер сгустка, позволяет моделировать процессы излучения в системе отсчета K' без привлечения значительных вычислительных ресурсов, а далее находить параметры излучаемых импульсов в лабораторной системе отсчета с помощью повторного использования релятивистских преобразований.

2. МОДЕЛЬ ОНДУЛЯТОРНОГО СВЕРХИЗЛУЧЕНИЯ, ОСНОВАННАЯ НА МЕТОДЕ УСРЕДНЕННОЙ ПОНДЕРОМОТОРНОЙ СИЛЫ

Рассмотрим здесь двумерную модель, предполагая, что электронный сгусток длиной l_e и поперечным размером ε движется с поступательной скоростью $V_0 \equiv \beta_0 c$ в планарном волноводе (рис. 1а). Электроны осциллируют в поле плоского ондулятора

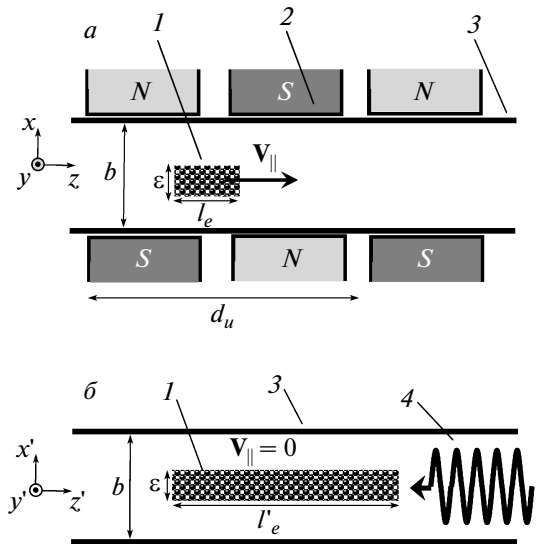


Рис. 1. Принципиальная схема генерации импульсов СИ протяженным электронным сгустком, движущимся в ондуляторном поле: а — лабораторная система отсчета K ; б — сопровождающая сгусток система отсчета K' . Цифрами показаны электронный сгусток (1), ондулятор (2), планарный волновод (3), волна накачки (4), в которую трансформируется поле ондулятора при переходе в систему отсчета K'

ра, которое в пренебрежении поперечной неоднородностью ($\varepsilon \ll d_u$) задается вектор-потенциалом

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

где $h_u = 2\pi/d_u$, d_u — период ондулятора, \mathbf{e}_y — единичный вектор вдоль оси y . Дальнейший анализ проведем в сопровождающей системе отсчета K' , в которой поле ондулятора преобразуется в бегущую волну накачки (рис. 1б)

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

где $h' = \gamma_0 h_u$, $\omega' = \gamma_0 h_u V_0$. Будем считать амплитуду ондуляторного поля достаточно малой $\alpha_u^2 \ll 1$ ($\alpha_u = eA_u/mc^2$), так что движение частиц в сопровождающей системе отсчета является слаборелятивистским. В системе K' сгусток трансформируется в слой неподвижной электронной плазмы конечной длины $l'_e = \gamma_0 l_e$, который можно разбить на макрочастицы, обладающие удельным зарядом σ и различающиеся начальным положением z'_0 . Осцилляции каждой из макрочастиц в поле накачки даются соотношением

$$\frac{V_y}{c} = \text{Re} [\alpha_u \exp(i\omega' t' + ih' z')]. \quad (3)$$

Поле излучения, распространяющееся в планарном волноводе с расстоянием между пластинами b , можно представить как совокупность мод TE_n :

$$\mathbf{A}_s = \text{Re} \left[\mathbf{e}_y \sum_n A_n(z') \cos(g_n x') \times \exp(i\omega' t' \pm i h'_n z') \right], \quad (4)$$

имеющих одинаковую частоту, определяемую частотой осцилляций электронов в поле накачки, но различные продольные волновые числа $h'_n = \sqrt{k'^2 - g_n^2}$, где $g_n = (2n - 1)\pi/b$ — поперечные волновые числа мод, $k' = \omega'/c$.

Амплитуды мод, возбуждаемых одной осциллирующей макрочастицей в момент, когда ее продольная координата принимает значение $z'(z'_0)$, находят-ся из уравнения Гельмгольца

$$\frac{d^2 A_n}{dz'^2} + h'^2_n A_n = -4\pi\alpha_u \sigma \theta_n \times \exp[ih' z'(z'_0)] \delta(z' - z'(z'_0)), \quad (5)$$

где $\delta(z')$ — дельта-функция, $\theta_n = (4/bg_n) \sin(g_n \varepsilon/2)$ в предположении, что плотность сгустка однородна по поперечной координате. Решение уравнения (5) может быть представлено в виде двух компонент, распространяющихся в направлениях $\pm z'$:

$$A_n^\pm(x', z') = \frac{2\pi}{ih'_n} \alpha_u \sigma \theta_n \times \exp\{ih' z'(z'_0) \mp ih'_n [z' - z'(z'_0)]\}. \quad (6)$$

Поле (6), излученное выделенной макрочастицей с текущей координатой $z'(z'_0, t')$, в комбинации с полем накачки (2) приводит к возникновению усредненной пондеромоторной силы, с которой выделенная макрочастица через поля излучения воздействует на электроны в других макрочастицах. Предполагая здесь для простоты, что движение частиц в системе K' является слаборелятивистским, запишем эту силу в виде

$$F_{pond} = -\frac{e^2}{2mc^2} \nabla \langle A^2 \rangle. \quad (7)$$

С учетом выражений (4), (6) пондеромоторная сила (7) может быть представлена в виде

$$F_{pond}(x', z') = \pi e \sigma \alpha_u^2 \times \sum_n \frac{k'}{|h'_n|} \theta_n f_n(k' [z' - z'(z'_0)]) \cos(g_n x'), \quad (8)$$

где

$$f_n(\zeta) = \mu_n^+ \cos(\mu_n^+ \zeta), \quad \zeta > 0, \\ f_n(\zeta) = \mu_n^- \cos(\mu_n^- \zeta), \quad \zeta < 0, \\ \mu_n^\pm = (h' \pm h'_n)/k'$$

для распространяющихся мод и

$$f_n(\zeta) = \left[\frac{h'}{k'} \sin\left(\frac{h'}{k'} \zeta\right) + \text{sign}(\zeta) \frac{|h'_n|}{k'} \cos\left(\frac{h'}{k'} \zeta\right) \right] \times \exp\left(-\frac{|h'_n|}{k'} |\zeta|\right)$$

для нераспространяющихся мод.

На рис. 2 показаны зависимости пондеромоторной силы (8) от продольной координаты при различных зазорах между пластинами планарного волновода. Хотя, согласно выражению (6), каждый электрон излучает в направлениях $\pm z'$ изотропно, пондеромоторная сила (8) имеет анизотропный характер, что обусловлено выделенным направлением распространения поля накачки в системе отсчета K' . При этом указанная сила является знакопеременной, а амплитуда силы, действующей на электроны, находящиеся справа от выделенной макрочастицы, значительно превосходит величину, действующую на электроны, находящиеся с противоположной стороны: $\mu_n^+ \gg \mu_n^-$. Непосредственно в окрестности выделенной макрочастицы пондеромоторная сила является притягивающей для электронов, которые расположены справа, и отталкивающей для электронов, находящихся слева.

В случае волновода малого сечения, в котором на заданной частоте возможно распространение единственной моды TE_1 , указанные силы слева и справа от выделенного электрона являются строго периодическими (рис. 2а). Для волновода умеренного сечения существует несколько волн, распространяющихся в направлениях $\pm z'$, и, соответственно, возникают биения, обусловленные интерференцией этих волн (рис. 2б). Наконец, в предельном случае волновода бесконечно большого сечения пондеромоторная сила, получающаяся в результате сложения большого числа бегущих волн, приобретает вид, представленный на рис. 2в. Этот случай соответствует излучению в свободном пространстве. Вследствие дифракционного расплывания излучения при удалении от пробного электрона амплитуда пондеромоторной силы постепенно убывает.

Таким образом, электронный сгусток в рамках рассматриваемой модели можно представить как газ макрочастиц, взаимодействующих между собой посредством пондеромоторных сил (8). После перехода

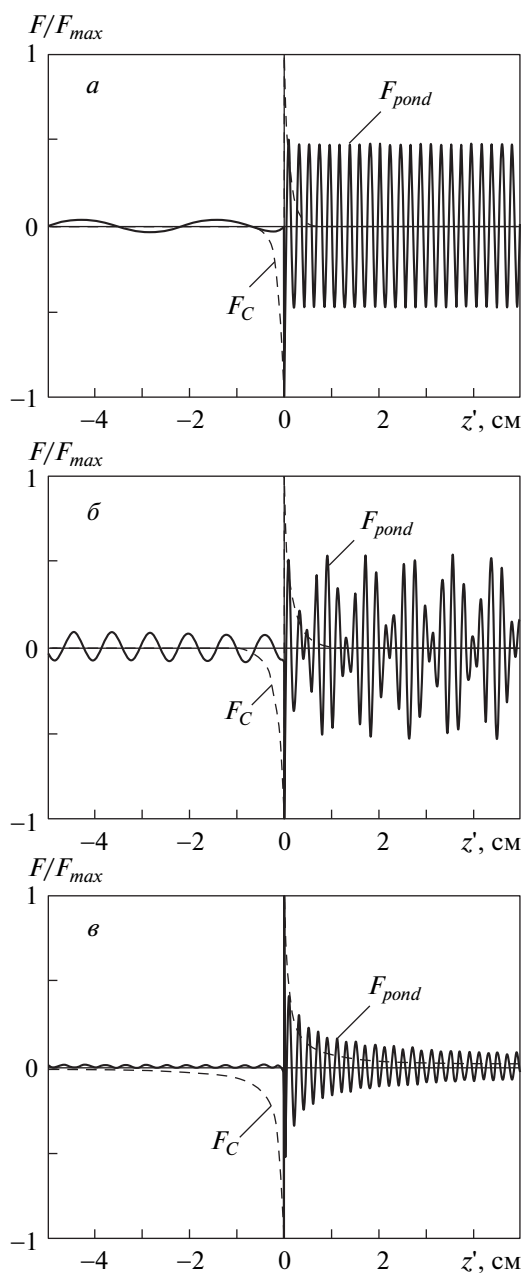


Рис. 2. Зависимости от продольной координаты пондеромоторной (сплошные линии) и кулоновской (штриховые линии) сил, с которыми выделенный электрон воздействует на электроны в других макрочастицах: *a* — волновод с одной распространяющейся модой ($b = 0.4$ см); *б* — волновод с двумя распространяющимися модами ($b = 0.7$ см); *в* — сверхразмерный волновод с большим числом распространяющихся мод ($b = 60$ см)

к непрерывному распределению заряда по начальным позициям частиц, каждая из которых характеризуется плотностью заряда $\sigma = \rho'_0 dz'_0$, пондеромоторная сила, действующая на заданный электрон со стороны прочих электронов, дается выражением

$$F_{pond} = \sum_n \pi e \rho'_0 \alpha_u^2 \theta_n^2 \frac{b}{2\epsilon} \frac{k'}{|h'_n|} \times \int_0^{l'_e} f_n(k' [z'(z'_0, t') - z'(\tilde{z}'_0, t')]) dz'_0. \quad (9)$$

Наряду с пондеромоторной силой частицы взаимодействуют между собой посредством сил пространственного заряда. Учесть кулоновское расталкивание позволяет решение электростатической задачи о силе взаимодействия двух макрочастиц. В свободном пространстве кулоновская сила, приходящаяся на один электрон в макрочастице с координатой z , действующая со стороны другой макрочастицы, находящейся в точке $z = 0$, может быть выражена следующим образом:

$$F_C = -4e\sigma \frac{z}{\epsilon} R\left(\frac{\epsilon}{z}\right), \quad (10)$$

$$R(x) = x \operatorname{arctg} x - \frac{1}{2} \ln(1 + x^2).$$

Наличие металлических стенок планарного волновода частично уменьшает продольную компоненту поля пространственного заряда. В рамках метода отражений поле любого распределения заряда представляется как совокупность полей, создаваемых указанным распределением и бесконечным числом его отражений, помещаемых за пределы стенок волновода. В таких предположениях выражение для силы взаимодействия частиц принимает вид

$$F_C = -4e\sigma f_C(z),$$

$$f_C(z) = \frac{z}{\epsilon} \left\{ R\left(\frac{\epsilon}{z}\right) + \sum_{m=1}^{\infty} (-1)^m \times \right. \quad (11)$$

$$\left. \times \left[R\left(\frac{mb-\epsilon}{z}\right) + R\left(\frac{mb+\epsilon}{z}\right) - 2R\left(\frac{mb}{z}\right) \right] \right\}.$$

Результирующая сила, действующая на электроны в заданной макрочастице со стороны всех других макрочастиц, находится путем интегрирования:

$$F_C = -4e\rho'_0 \int_0^{l'_e} f_C(z'(z'_0, t') - z'(\tilde{z}'_0, t')) dz'_0. \quad (12)$$

Таким образом, представляя электронный сгусток как ансамбль макрочастиц, взаимодействующих между собой посредством полей излучения (9) и кулоновских сил (12), опишем продольное движение и группировку частиц в лагранжевых переменных посредством уравнений

$$\begin{aligned} \frac{dZ(Z_0, \tau)}{d\tau} &= P(Z_0, \tau), \\ \frac{dP(Z_0, \tau)}{d\tau} &= \hat{F}_{pond} + \hat{F}_C, \\ \hat{F}_{pond} &= - \sum_n \frac{\omega_p'^2}{4\omega'c|h'_n|} \theta_n^2 \frac{b}{2\varepsilon} \alpha_u^2 \times \\ &\times \int_0^{L_e} \chi(\tilde{Z}_0) f_0 \left(Z(Z_0, \tau) - Z(\tilde{Z}_0, \tau) \right) d\tilde{Z}_0, \\ \hat{F}_C &= \frac{\omega_p'^2}{\pi\omega'^2} \times \\ &\times \int_0^{L_e} \chi(\tilde{Z}_0) f_C \left(\frac{Z(Z_0, \tau) - Z(\tilde{Z}_0, \tau)}{k'} \right) d\tilde{Z}_0, \end{aligned} \quad (13)$$

где $\tau = \omega't'$, $Z = \omega'z'/c$, $P = p'/mc$ — продольный импульс, ρ'_0 — невозмущенная плотность частиц в сгустке, $\omega'_p = \sqrt{4\pi e\rho'_0/m}$ — электронная плазменная частота. Функция $\chi(Z_0)$ описывает начальную форму электронного импульса, $\int_0^{L_e} \chi(\tilde{Z}_0) d\tilde{Z}_0 = L_e$, где L_e — безразмерная длина сгустка в системе K' .

Нормированные амплитуды полей излучения в заданный момент времени слева и справа от сгустка (соответственно верхний и нижний знаки) даются соотношениями

$$\begin{aligned} \alpha_n^\pm &= \sum_n \frac{i\omega_p'^2}{2\omega'h'_nc} \theta_n \alpha_u \exp\left(\mp i \frac{h'_n}{k'} Z\right) \times \\ &\times \int_0^{L_e} \chi(\tilde{Z}_0) \exp\left[i\mu_n^\pm Z(\tilde{Z}_0)\right] d\tilde{Z}_0. \end{aligned} \quad (14)$$

Следует отметить, что при записи уравнений (13), (14) мы пренебрегали эффектами запаздывания, т. е. предполагали, что длина сгустка мала в масштабе обратного инкремента развития СИ-неустойчивости. В принципе возможно обобщение рассматриваемой двумерной модели с учетом эффектов запаздывания. Для одномерной модели влияние эффектов запаздывания учтено в работе [6].

В сопровождающей системе отсчета K' частоты компонент, излучающихся в направлениях $\pm z'$, совпадают. В лабораторной системе отсчета K , в соответствии с эффектом Доплера, частоты становятся

различными. Компонента, излучаемая в положительном направлении оси z' , трансформируется в высокочастотную (ВЧ) компоненту, распространяющуюся в направлении движения электронного потока. В то же время компонента, излучаемая в отрицательном направлении оси z' , преобразуется в низкочастотное (НЧ) излучение. При этом следует иметь в виду, что моды, излучаемые в направлении $z' < 0$, но имеющие групповую скорость меньшую, чем поступательная скорость движения электронного сгустка, в лабораторной системе также будут распространяться в положительном направлении оси z .

Проведем на основе уравнений (13), (14) моделирование процесса СИ для электронного сгустка с энергией частиц 4.5 МэВ, длиной 4 мм, погонным током 375 А/см (заряд 5 нКл/см) и поперечным размером $\varepsilon = 2$ мм (импульсы с подобными параметрами могут быть получены с помощью фотоинжекторов [10, 11]). Будем считать, что электроны осциллируют в поле ондулятора с периодом 4 см и амплитудой 0.19 Тл (параметр ондуляторности $\alpha_u \approx 0.7$). Излучение происходит в планарном волноводе с зазором между пластинами $b = 7$ мм. В сопровождающей системе K' длина сгустка увеличивается до 4 см, а концентрация частиц уменьшается до $4 \cdot 10^{10}$ см⁻³. Поле ондулятора трансформируется в поле волны накачки с длиной волны 4 мм и напряженностью электрического поля 5.6 МВ/см.

На рис. 3 представлены результаты моделирования процесса ондуляторного СИ в предположении однородного ($\chi(Z_0) = 1, Z_0 \in [0, L_e]$) начального распределения плотности электронов по продольной координате. При выбранных параметрах в системе K' продольный размер сгустка удовлетворяет условиям

$$\mu_1^+ L_e \gg \pi, \quad \mu_1^- L_e \leq \pi.$$

Соответственно, длина электронного сгустка при данном моделировании существенно превышает длину комбинационной волны, образованной биениями волны накачки и волны, рассеянной в направлении $+z'$, и мала в масштабе длины комбинационной волны, образованной биениями волны накачки и волны, рассеянной в направлении $-z'$. В этих условиях излучение в направлении $-z'$ носит по существу спонтанный характер, т. е. его амплитуда определяется конечной длиной сгустка, и группировка частиц практически не играет роли. В то же время для компоненты, излучающейся в направлении $+z'$, существенным фактором является группировка частиц под влиянием ponderomotorных сил (рис. 3а). Соответственно, в некоторый момент вре-

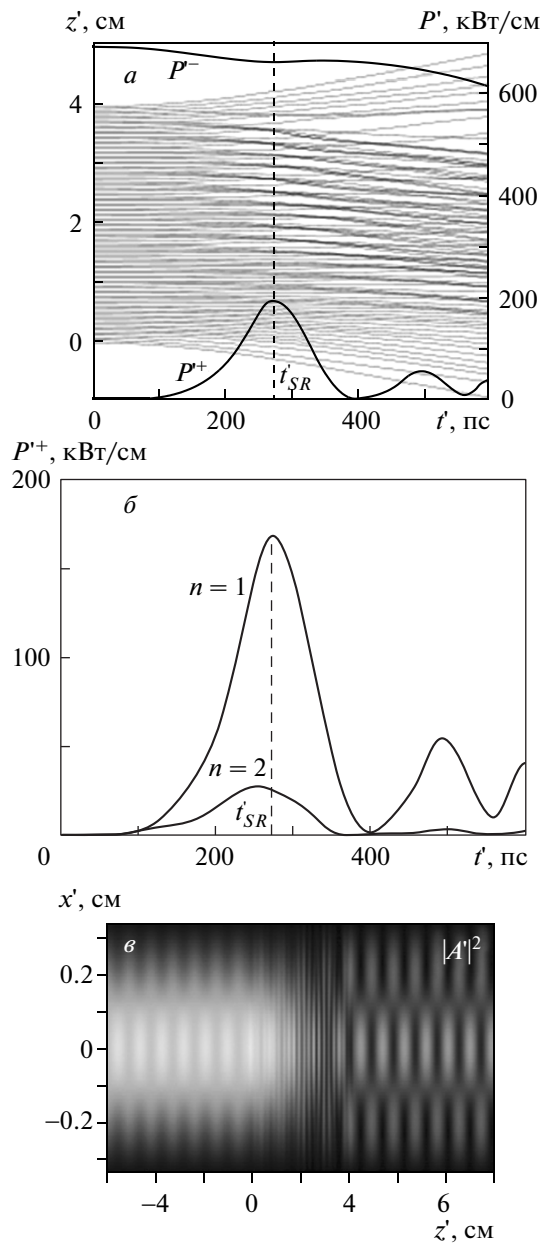


Рис. 3. Моделирование процесса ондуляторного СИ в рамках метода усредненной пондеромоторной силы: *a* — группировка электронов и зависимость от времени интегральных мощностей P'^{\pm} , излучаемых в направлениях $\pm z'$; *b* — зависимости от времени интенсивностей излучения в модах с различными поперечными индексами; *в* — пространственное распределение интенсивности поля в момент времени, соответствующий максимуму амплитуды импульса СИ. $L_e = 63$, $\alpha_u = 0.7$, $\varepsilon/b = 0.29$, $\omega'_p/\omega' = 0.024$

мени t'_{SR} возникает когерентное сложение полей, излучаемых частицами сгустка. Далее происходит динамическая разгруппировка частиц, приводящая к резкому уменьшению амплитуды. В результате поле, излученное в направлении $+z'$, представляет собой короткий импульс СИ. При этом начальный уровень этого поля соответствует уровню спонтанного излучения в отсутствие модуляции и фактически определяется крутизной фронтов импульса тока. На рис. 3б показана зависимость от времени амплитуд мод с одной ($n = 1$) и тремя ($n = 2$) поперечными вариациями для компоненты излучения, распространяющейся в направлении $+z'$ (ВЧ-компоненты в системе отсчета K). Пространственное распределение поля в сопровождающей системе отсчета в указанный момент времени показано на рис. 3в. Продольные и поперечные вариации интенсивности, очевидно, обусловлены интерференцией полей различных мод.

При указанных выше параметрах в сопровождающей системе отсчета, согласно рис. 3а, плотность мощности излучения в направлении $+z'$ в пике импульса СИ составляет $P'^+ \approx 170$ кВт/см при длительности импульса около 120 пс. Плотность мощности излучения в направлении $-z'$ не зависит от времени и составляет $P'^- \approx 700$ кВт/см.

Характеристики импульсов СИ в лабораторной системе отсчета могут быть найдены на основании обратных преобразований Лоренца, согласно которым каждой моде в лабораторной системе будет соответствовать своя частота излучения $\omega_n = \gamma_0(\omega' + V_0 h'_n)$. Таким образом, при выбранных параметрах моделирования излучение на основной моде в системе K имеет центральную частоту 1.46 ТГц, а на второй моде — 1.12 ТГц. Как следует из преобразований Лоренца для полей и частоты, в ультрарелятивистском случае $\gamma_0 \gg 1$ при переходе в лабораторную систему K мощность ВЧ-компоненты (импульса СИ), излучаемой в направлении поступательного движения частиц, увеличивается примерно в $4\gamma_0^2$ раз и составляет $P^+ \approx 80$ МВт/см, в то время как длительность излученного импульса сокращается в $2\gamma_0$ раз до 6 пс. Заметим, что интегральная мощность НЧ-компонент, которые в системе K также распространяются в направлении движения частиц, уменьшается до $P^- \approx 170$ кВт/см. Длина цуга импульса накачки, при воздействии которого в сопровождающей системе формируется импульс СИ максимальной амплитуды, составляет примерно 25 длин волн. В лабораторной системе отсчета это соответствует тому же числу периодов ондулятора, полная длина которого составит около 1 м.

3. PIS-МОДЕЛИРОВАНИЕ ОНДУЛЯТОРНОГО СВЕРХИЗЛУЧЕНИЯ НА ОСНОВЕ ПЕРЕХОДА В СОПРОВОЖДАЮЩУЮ СИСТЕМУ ОТСЧЕТА

В предыдущем разделе была показана принципиальная возможность генерации мультимегаваттных импульсов терагерцевого СИ пикосекундными электронными сгустками, формируемыми на основе фотоинжекторов. Вместе с тем ряд факторов, присущих реальному эксперименту, остался вне рамок упрощенной усредненной модели. К числу таких факторов можно отнести поперечную неоднородность ондуляторного поля, приводящую к возможности фокусировки частиц по соответствующей координате. Значительным упрощением является также предположение об относительно малой амплитуде ондуляторного поля ($\alpha_u^2 \ll 1$), при котором движение частиц в сопровождающей системе отсчета является слабoreлятивистским. В этой связи представляется актуальным проведение PIS-моделирования указанных процессов, которое, как уже упоминалось во Введении, кардинально упрощается при переходе в сопровождающую электронный сгусток систему отсчета K' .

Моделирование с привлечением указанного подхода проводилось на основе планарной версии кода KARAT [12]. С учетом поперечной неоднородности поле ондулятора в системе K записывалось в виде

$$\begin{aligned} H_x &= -H_0 \operatorname{ch} \left[h_u \left(x - \frac{b}{2} \right) \right] \sin(h_u z), \\ H_z &= H_0 \operatorname{sh} \left[h_u \left(x - \frac{b}{2} \right) \right] \cos(h_u z). \end{aligned} \quad (15)$$

В сопровождающей системе отсчета K' , где электронный сгусток покоится, периодическое поле ондулятора (15) трансформируется в бегущую в отрицательном направлении оси z' волну накачки, имеющую поляризацию TE и неоднородный профиль поля. Компоненты указанной волны можно записать в виде

$$\begin{aligned} H'_x &= \gamma_0 H_0 \operatorname{ch} \left[h_u \left(x - \frac{b}{2} \right) \right] \times \\ &\quad \times \sin(\omega'_u t' + h'_u z') f(t' + z'/V_0), \\ H'_z &= H_0 \operatorname{sh} \left[h_u \left(x - \frac{b}{2} \right) \right] \times \\ &\quad \times \cos(\omega'_u t' + h'_u z') f(t' + z'/V_0), \\ E'_y &= \beta_0 \gamma_0 H_0 \operatorname{ch} \left[h_u \left(x - \frac{b}{2} \right) \right] \times \\ &\quad \times \sin(\omega'_u t' + h'_u z') f(t' + z'/V_0), \end{aligned} \quad (16)$$

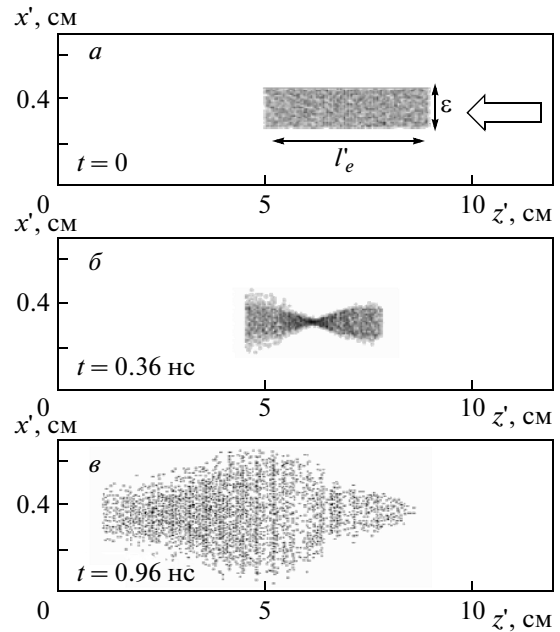


Рис. 4. а) Геометрия пространства взаимодействия и исходное положение электронного сгустка, используемые в PIS-моделировании ондуляторного СИ в сопровождающей системе отсчета K' . Стрелкой показано направление распространения импульса накачки. б) Фокусировка электронного сгустка поперечно-неоднородным полем волны накачки. в) Высаживание электронов на стенку планарного волновода после прохождения импульса накачки. Параметры моделирования приведены в тексте

где $\omega'_u = \gamma_0 h_u V_0$ — частота волны накачки в системе отсчета K' , $h'_u = \gamma_0 h_u$, функция $f(t' + z'/V_0)$ описывает процесс адиабатического включения ондуляторного поля. Раскачка электронов в сопровождающей системе отсчета происходит под действием силы Лоренца

$$\mathbf{F}_L = -e\mathbf{E} - \frac{e}{c} \mathbf{V} \times \mathbf{H},$$

компоненты которой вычисляются с использованием выражений (16). Таким образом, в сопровождающей системе отсчета моделируется ситуация, в которой импульс накачки, распространяющийся в отрицательном направлении оси z' , набегаем за конечное время на неподвижный сгусток электронной плазмы. Исходная геометрия пространства взаимодействия и электронного сгустка представлена на рис. 4а. Параметры электронного сгустка близки к указанным в разд. 2.

Следует отметить, что в проведенном моделировании поперечное удержание электронного сгустка осуществляется за счет поперечно-неоднородного ондуляторного поля (16), которое создает усреднен-

ный ВЧ-потенциал, фокусирующий частицы. Циклическая частота бетатронных колебаний частиц в сопровождающей системе отсчета определяется соотношением $c\alpha_u h_u / \sqrt{2}$. Поскольку при адиабатическом включении поле накачки начинает действовать на электроны в различные моменты времени, должна возникать модуляция толщины пучка с пространственным периодом $\sqrt{2} d_u / \alpha_u$ в системе K' , отчетливо видная на рис. 4б. При $\alpha_u = 0.7$ и $d_u = 4$ см период модуляции составляет 8 см. В данном случае полная длина электронного сгустка около 4 см соответствует примерно половине указанного периода. После прохождения импульса накачки электроны вследствие кулоновского расталкивания выбрасываются на стенку волновода, рис. 4в. Заметим также, что при моделировании принимался во внимание конечный разброс электронов по поперечным скоростям, составлявший $\delta V_{\perp} = 0.001c$ в лабораторной системе координат и $\delta V'_{\perp} = 0.01c$ в сопровождающей системе. Такой разброс практически не влиял на величину пиковой мощности импульсов СИ, однако заметно увеличивал поперечный размер сгустка в области максимальной фокусировки.

Результаты моделирования формирования импульсов СИ показаны на рис. 5 для параметров ондуляторности $\alpha_u = 0.7$ и $\alpha_u = 0.9$. При моделировании учитывалось, что поле накачки включается и выключается адиабатически за время, соответствующее 15 периодам ондулятора. Длина однородной части ондулятора составляла 1.5 м. На рис. 5а показаны импульсы сверхизлучения, распространяющиеся в направлении $+z'$ (т. е. навстречу движущемуся импульсу накачки) и обусловленные развитием группировки частиц. Пиковая мощность импульса СИ в системе K' при $\alpha_u = 0.7$ составляет примерно 35 кВт/см при длительности около 100 пс. Снижение мощности по сравнению с данными, приведенными выше на рис. 3, обусловлено динамикой электронного сгустка, которая не учитывается в рамках усредненной модели. Существенно (до 90 кВт/см) поднять пиковую мощность импульсов СИ возможно при увеличении параметра ондуляторности до $\alpha_u = 0.9$. При этом помимо роста поперечной скорости электронов имеет место также увеличение отношения амплитуды группирующей электроны ponderomotorной силы к силе кулоновского расталкивания.

Спектры импульсов СИ с центральной частотой $f \approx 55$ ГГц для $\alpha_u = 0.7$ и $f \approx 48$ ГГц для $\alpha_u = 0.9$ представлены на рис. 5б. Видно, что в обоих случаях частота излучения сдвинута вниз относительно частоты накачки, которая составляет 75 ГГц. При этом

величина сдвига зависит от амплитуды волны накачки. Указанный эффект, очевидно, обусловлен тем, что под действием интенсивной волны накачки первоначально покоящийся электронный сгусток приобретает в системе K' определенную поступательную скорость в направлении волнового вектора волны накачки (см. рис. 4в). Уменьшение частоты излучения в лабораторной системе с ростом амплитуды ондуляторного поля очевидно обусловлено уменьшением средней поступательной скорости частиц за счет раскачки баунс-осцилляций, что находится в соответствии с известной формулой

$$\omega_s \approx \frac{2\gamma_0^2 h_u V_0}{1 + \alpha_u^2/2}. \quad (17)$$

На рис. 5в показаны импульсы, распространяющиеся в системе K' в отрицательном направлении оси z' . Как было указано выше, излучение в этом направлении не связано с группировкой частиц и, по существу, является спонтанным (т. е. обусловленным заданным движением электронов). При этом полная длительность импульса определяется временем воздействия на частицы волны накачки (в лабораторной системе — временем пролета частиц через ондулятор). Следует отметить, что пиковая мощность указанных импульсов в системе отсчета K' существенно превышает пиковую мощность импульсов СИ и составляет (после усреднения по периоду осцилляций) примерно 0.8 и 1.6 МВт/см соответственно для $\alpha_u = 0.7$ и $\alpha_u = 0.9$. При этом мощность в случае $\alpha_u = 0.7$ близка к полученной в рамках усредненной модели, поскольку в данном случае динамика сгустка не оказывает существенного влияния на процесс излучения.

В лабораторной системе отсчета K импульс СИ излучается вперед по направлению движения электронного сгустка и является высокочастотным. Частота излучения в системе K при указанных выше параметрах может быть оценена на уровне 1.1 ТГц ($\alpha_u = 0.7$) и 0.9 ТГц ($\alpha_u = 0.9$). При этом, в соответствии с преобразованиями Лоренца, пиковая мощность излучения в системе отсчета K увеличивается до 14 МВт/см ($\alpha_u = 0.7$) и 36 МВт/см ($\alpha_u = 0.9$). В то же время длительность импульса СИ сокращается и в обоих случаях не превышает 10 пс.

В сопровождающей системе отсчета частота импульса, излучаемого в направлении $-z'$ близка к частоте импульса СИ, а его мощность существенно превосходит мощность импульса СИ. При переходе в исходную лабораторную систему отсчета, согласно преобразованиям Лоренца, мощность указанной компоненты излучения становится суще-

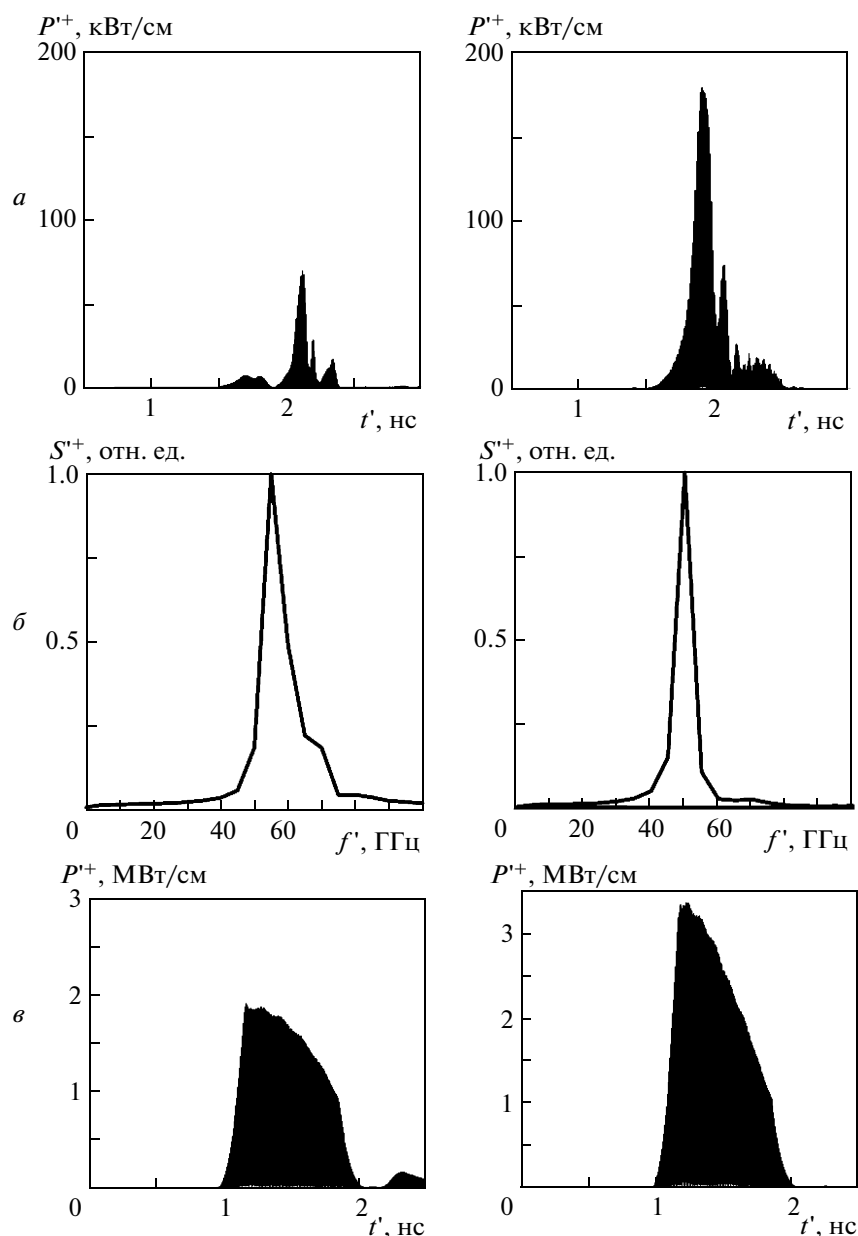


Рис. 5. Результаты моделирования ондуляторного СИ в сопровождающей системе отсчета K' : a — импульс СИ, распространяющийся в положительном направлении оси z' ; b — его спектр; c — электромагнитный импульс, излученный сгустком в отрицательном направлении оси z' . Параметр ондуляторности $\alpha_u = 0.7$ (левая колонка), 0.9 (правая колонка)

ственно меньше мощности импульса СИ. При этом основная доля излучения сосредоточена вблизи частоты 37 ГГц. В рассматриваемых условиях этот НЧ-импульс также распространяется в направлении движения электронного сгустка с существенно меньшей (по сравнению с импульсом СИ) групповой скоростью.

4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Таким образом, проведенный анализ демонстрирует возможность использования ондуляторного СИ для генерации мощных (мультимегаваттных) импульсов СИ терагерцевого диапазона на основе электронных сгустков, формируемых фотоинжекто-

рами. Очевидно, что при увеличении энергии частиц возможно повышение частоты излучения, которое должно сопровождаться повышением пиковой мощности. Важным результатом работы является разработка подходов, позволяющих дать как общую физическую картину указанных процессов, так и провести детальное моделирование. Первая задача может быть решена в рамках метода усредненной пондеромоторной силы, в то время как для решения второй задачи наиболее адекватно использование прямого численного PIC-моделирования. При этом в рамках обоих подходов анализ проводился в сопровождающей сгусток системе отсчета. Прежде всего это позволяет радикально упростить процедуру прямого моделирования вследствие соразмерности в сопровождающей системе отсчета всех пространственных и временных масштабов. Ранее, насколько нам известно, подобный подход применялся для моделирования процессов лазерного ускорения частиц [14, 15].

Заметим, наконец, что вместо ондуляторного поля раскачка поперечных осцилляций электронов может быть осуществлена полем встречной электромагнитной волны СВЧ- или оптического диапазона. Очевидно, что в сопровождающей электроны системе отсчета процессы вынужденного рассеяния волн близки к процессам ондуляторного излучения, и, следовательно, для их описания могут быть использованы развитые в данной работе как усредненные, так и прямые численные подходы. На наш взгляд, отсутствуют принципиальные ограничения на использование развитых методов для разработки трехмерных моделей, учитывающих конечный размер электронных сгустков по координате y .

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (грант № 12-02-01152).

ЛИТЕРАТУРА

1. N. S. Ginzburg, A. S. Sergeev, I. V. Zotova et al., *Phys. Rev. Lett.* **78**, 2365 (1997).
2. N. S. Ginzburg, Yu. V. Novozhilova, A. S. Sergeev et al., *Phys. Rev. E* **60**, 3297 (1999).
3. А. А. Ельчанинов, С. Д. Коровин, В. В. Ростов и др., Письма в ЖЭТФ **77**, 314 (2003).
4. А. А. Ельчанинов, А. И. Климов, О. Б. Ковальчук и др., ЖТФ **81**, 125 (2011).
5. Н. С. Гинзбург, А. С. Сергеев, Письма в ЖЭТФ **54**, 445 (1991).
6. Н. С. Гинзбург, А. С. Сергеев, А. М. Малкин, ЖЭТФ **123**, 1027 (2003).
7. R. H. Bonifacio, C. Maroli, and N. Piovella, *Opt. Comm.* **68**, 369 (1988).
8. R. H. Bonifacio, N. Piovella, and B. W. J. McNeil, *Phys. Rev. A* **44**, 3441 (1991).
9. G. R. M. Robb, N. S. Ginzburg, A. D. R. Phelps, and A. S. Sergeev, *Phys. Rev. Lett.* **77**, 1492 (1996).
10. J. G. Power, *AIP Conf. Proc.* **1299**, 20 (2010).
11. P. Piot, Y. Sun, and K. Kim, *Phys. Rev. ST Accel. Beams* **9**, 031001 (2006).
12. V. P. Tarakanov, *User's Manual for Code KARAT*, Springfield, VA: Berkeley Research Associates (1992).
13. Н. С. Гинзбург, И. В. Зотова, А. М. Малкин, В. П. Тараканов, Письма в ЖТФ **38**, 69 (2012).
14. J. L. Vay, *Phys. Rev. Lett.* **98**, 130405 (2007).
15. C. G. R. Geddes, D. L. Bruhwiler, J. R. Cary et al., *J. Phys. Conf. Ser.* **125**, 12002 (2008).