

01;09;10

Об особенностях усиления коротких электромагнитных импульсов при распространении вдоль стационарных электронных потоков

© Н.С. Гинзбург, И.В. Зотова, А.С. Сергеев

Институт прикладной физики РАН, Нижний Новгород

Поступило в Редакцию 26 июля 1999 г.

Исследована специфика усиления коротких электромагнитных импульсов при распространении вдоль стационарного неравновесного электронного потока с групповой скоростью, отличной от поступательной скорости частиц. Показано, что вследствие постоянной подпитки одного из фронтов импульса электронами, не имеющими начальной модуляции, достигается уровень амплитуды, существенно превышающий уровень насыщения при усилении квазинепрерывных сигналов.

В настоящее время серьезное внимание привлекает использование эффектов сверхизлучения [1–7] для генерации ультракоротких электромагнитных импульсов. В частности, в работах [5–7] описана генерация на основе указанного механизма импульсов с пиковой мощностью 60 MW и длительностью 300 ps в 8-миллиметровом диапазоне и 10–15 MW, 150 ps в 4-миллиметровом диапазоне. Подобные импульсы генерировались при прямолинейном движении 220 keV, 1.5 kA, 0.8 ns электронного сгустка, формируемого сильноточным ускорителем РАДАН с субнаносекундным обострителем, через замедляющую структуру в виде слабофрированного волновода. В этой связи значительный интерес представляет исследование возможности дальнейшего увеличения пиковой мощности импульсов, а также сокращения их эффективной длительности. Как будет показано ниже, такая возможность может быть реализована при распространении и усилении импульсов в стационарной активной среде, формируемой неравновесным электронным потоком. При этом необходимым условием является отличие групповой скорости импульсов от поступательной скорости частиц, обеспечивающее посто-

янную подпитку одного из фронтов импульса электронами, не имеющими (с точностью до шумовой компоненты) начальной модуляции.

В данной работе особенности усиления коротких электромагнитных импульсов исследованы на примере черенковского ЛБВ-усилителя с квазинепрерывным электронным пучком в условиях синхронизма

$$\omega = hV_{\parallel}, \quad (1)$$

где ω — частота, h — продольное волновое число синхронной гармоники поля, $V_{\parallel} = \beta_{\parallel}c$ — поступательная скорость электронов.

Представим продольную компоненту электрического поля синхронной волны в виде

$$E_z = \operatorname{Re} \left\{ E_z^s(\mathbf{r}_{\perp}) A(z, t) \exp[i\omega t - uhz] \right\}, \quad (2)$$

где $E_z^s(\mathbf{r}_{\perp})$ — поперечное распределение поля, совпадающее с одной из мод электродинамической системы, $A(z, t)$ — медленно меняющаяся во времени и по продольной координате комплексная амплитуда поля, под несущей частотой ω понимается частота точного синхронизма. Тогда при использовании в качестве независимых переменных величин

$$Z = z\omega/c, \quad \zeta = (\omega/c)(t - z/V_{\parallel})(1/V_{gr} - 1/V_{\parallel})^{-1},$$

процесс усиления электромагнитных импульсов электронным потоком в условиях синхронизма (1) может быть описан с помощью системы уравнений:

$$\begin{aligned} \left[\frac{\partial}{\partial Z} + \frac{\partial}{\partial \zeta} \right] \alpha &= J, & J &= G \frac{1}{\pi} \int_0^{2\pi} e^{-i\theta} d\theta_0, \\ \frac{\partial \gamma}{\partial Z} &= -\operatorname{Re} (\alpha e^{i\theta}), \\ \frac{\partial \theta}{\partial Z} &= \frac{1}{\sqrt{1 - \gamma^{-2}}} - \frac{1}{\sqrt{1 - \gamma_0^{-2}}} \end{aligned} \quad (3)$$

с граничными условиями

$$\alpha|_{Z=0} = \alpha_0(\zeta) e^{i\delta\zeta}, \quad \theta|_{Z=0} = \theta_0 \in [0, 2\pi], \quad \gamma|_{Z=0} = \gamma_0.$$

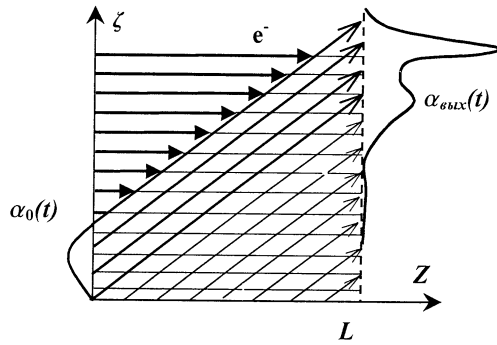


Рис. 1. Диаграмма, иллюстрирующая особенности усиления коротких электромагнитных импульсов при распространении вдоль стационарного электронного потока. Прямыми линиями изображены характеристики электронного потока $\zeta = \text{const}$ и электромагнитного импульса $\zeta = Z + \text{const}$.

Здесь введены следующие безразмерные переменные и параметры: $\alpha = eAE_{s_z}(R_0)/mc\omega$ — амплитуда синхронной с пучком продольной компоненты волны (R_0 — радиус инжекции), $\theta = \omega t - hz$ — фаза электронов относительно этой волны, $E = mc^2\gamma$ — энергия электронов, $V_{gr} = \beta_{gr}c$ — групповая скорость волны, G — параметр, пропорциональный току пучка и импедансу связи электронов с волной, функция $\alpha_0(\zeta)$ задает начальную форму электромагнитного импульса, $\delta = \frac{\omega_s - \omega}{\omega}(\beta_{gr}^{-1} - \beta_{\parallel}^{-1})$ — описывает отстройку частоты входного сигнала ω_s от несущей частоты.

Для иллюстрации особенностей механизма усиления коротких электромагнитных импульсов при распространении вдоль стационарного электронного потока на рис. 1 на плоскости (Z, ζ) изображены характеристики электронов $\zeta = \text{const}$ и волны $\zeta = Z + \text{const}$ (предполагается для определенности, что поступательная скорость частиц, превышает групповую скорость волны). Пусть падающий на систему электромагнитный импульс ограничен длительностью T . Как видно из диаграммы, задний фронт электромагнитного импульса $\zeta = Z + T$ будет по всей длине взаимодействия пересекаться с характеристиками электронов, не имеющих в идеальном случае начальной модуляции, что, как будет показано ниже, должно вызывать рост поля на заднем фронте импульса.

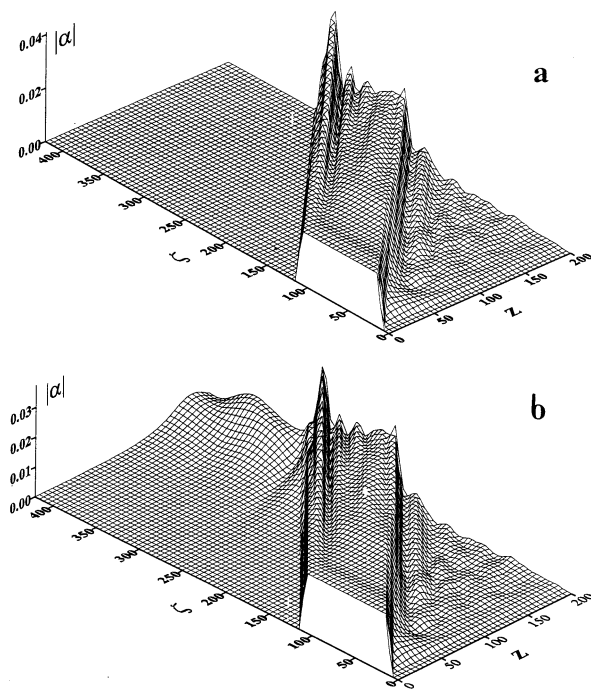


Рис. 2. Пространственно-временная эволюция амплитуды импульса при распространении в идеальном не имеющем шумовой модуляции электронном потоке; $G = 2.5 \cdot 10^{-4}$, $\gamma_0 = 1.4$ (a). То же при наличии шумовой модуляции $r = 0.03$ (b).

На рис. 2, a показано найденное с помощью численного моделирования уравнений (3) пространственно-временное распределение амплитуды высокочастотного поля при подаче на систему электромагнитного импульса прямоугольной формы в случае, когда частота падающего сигнала совпадает с частотой точного синхронизма $\delta = 0$. Как видно из данного рисунка, на заднем фронте электромагнитного импульса имеет место значительное более быстрое нарастание амплитуды поля, чем в его центральной части, для которой амплитуда поля ограничивается факторами, характерными для режима усиления стационарных монохроматических сигналов (захват электронов волной и т. п.). В то же время

задний фронт электромагнитного импульса постоянно подпитывается "свежими" электронами, догоняющими этот фронт. В результате механизмы насыщения роста амплитуды этого фронта выражены значительно слабее. Как видно из рис. 2, *a*, максимальная амплитуда центральной части импульса равна 0.025, в то время как при нормализованной длине рабочего пространства $L = 200$ максимальная амплитуда импульса на заднем фронте достигает значения 0.04, при входной амплитуде 0.02. Указанная амплитуда может и далее увеличиваться при увеличении длины рабочего пространства. При этом возникает одновременное сокращение длительности главного импульса. Важно подчеркнуть, что рис. 2, *a* соответствует ситуации, когда уровень начального сигнала α_0 превышает уровень насыщения в рамках стационарной теории (в данном случае этот уровень — 0.01). Тем не менее коэффициент усиления по пиковой амплитуде ~ 2 , и соответственно по мощности ~ 4 . Заметим, что при подаче на вход более слабого сигнала, когда процесс усиления включает линейную стадию, коэффициент усиления может быть значительно выше. Дополнительная возможность увеличения коэффициента усиления связана также с отстройкой частоты падающего электромагнитного импульса ω_s от частоты точного синхронизма ω . Так, как показывает численное моделирование, при оптимальном параметре расстройки $\delta = -0.1$ при заданной длине пространства взаимодействия пиковая амплитуда импульса на выходе достигает значения 0.06.

На рис. 3 показана эффективность энергоотдачи электронов, участвующих в процессе усиления электромагнитного импульса. Видно, что эффективность для ряда фракций превышает 40%. Заметим, что при выбранных параметрах КПД в режиме усиления стационарных сигналов порядка 15%.

Рассмотренному выше механизму усиления излучения на фронте импульса может препятствовать нарастание собственных шумов, неизбежно присутствующих в пучке, что должно приводить к модуляции электронного пучка с нескоррелированной с усиливаемой сигналом фазой. Для моделирования влияния шумов начальная фаза электронов задавалась в виде $\theta|_{z=0} = \theta_0 + r \cos[\theta_0 + \varphi(\zeta)]$, где амплитуда модуляции r считалась постоянной, а фаза φ принимала случайные по времени значения. На рис. 2, *b* показано пространственно временное распределение поля с учетом усиления шумов. Как следует из рисунка, если начальная амплитуда усиливаемого электромагнитного импульса достаточно велика, то хотя влияние шумов уменьшает пиковую ампли-

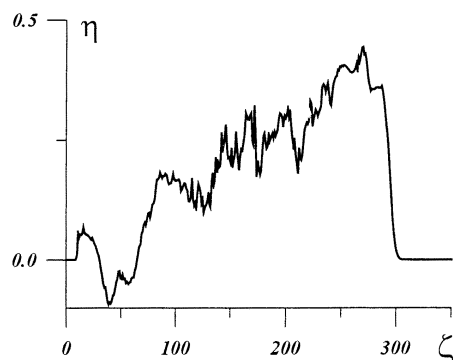


Рис. 3. Эффективность энергоотдачи электронов, участвующих в процессе усиления электромагнитного импульса.

туду импульса на 10–15%, тем не менее процесс усиления остается достаточно эффективным. Заметим, что влияние шумов снижается при введении отстройки частоты импульса от несущей частоты.

Проведем в заключении оценку возможности усиления 300 ps 40 MW 38 GHz импульса в усилителе на основе черенковского механизма взаимодействия. Пусть пространство взаимодействия представляет собой волновод диаметра 1 см и длины 25 см, частично заполненный диэлектриком с проницаемостью $\varepsilon \sim 3$. Толщина диэлектрической втулки составляет 0.2 см. При энергии частиц 200 keV, токе 200 А и радиусе инжекции 0.15 см параметр связи $G = 2.5 \cdot 10^{-4}$ [7]. В безразмерных переменных начальная амплитуда сигнала составит $\alpha_0 = 0.02$ и длительность импульса $T \sim 100$, нормированная длина пространства взаимодействия $L \sim 200$. Согласно рис. 2, а, на такой длине возможно 4-кратное усиление по пиковой мощности, т.е. мощность импульса на выходе может достигать 160 MW. Одновременно должно иметь место сокращение эффективной длительности импульса (до 50 ps по полувысоте). Заметим, что пиковая мощность СВЧ импульса превышает мощность электронного потока 40 MW, что, однако, не противоречит закону сохранения энергии, поскольку в процессе усиления имеет место проскальзывание электромагнитного импульса относительно электронов, благодаря которому различные фракции электронного потока

вносят вклад в рост пиковой амплитуды импульса. При этом, хотя КПД каждой фракции относительно высок (рис. 3), тем не менее он остается меньше единицы.

В практическом плане описанный процесс может быть реализован при синхронизации двух ускорителей РАДАН [8–9], один из которых за счет использования обострителей формирует субнаносекундный электронный пучок, а другой генерирует пучок длительностью 4–5 ns. На базе первого ускорителя генерируются импульсы СИ, а на базе второго они усиливаются. Естественно, что в качестве замедляющей системы могут быть использованы и периодические замедляющие структуры, в которых электронный пучок взаимодействует с медленной пространственной гармоникой. Подобный усилитель на частоту 35 GHz описан в работе [10]. Как следует из анализа дисперсионных диаграмм, в усилителе на +1-й пространственной гармонике поступательная скорость частиц превышает групповую скорость волны и, в соответствии с предшествующим рассмотрением, значительный рост амплитуды поля должен иметь место не на заднем, а на переднем фронте электромагнитного импульса.

Работа выполнена при поддержке РФФИ, грант 98–02–17308.

Авторы признательны М.И. Яландину за стимулирующие обсуждения.

Список литературы

- [1] *Bonifacio R.H., Maroli C., Piovella N.* // Opt. Comm. 1988. V. 68. N 68. P. 369.
- [2] *Bonifacio R.H., Piovella N., McNeil B.W.J.* // Phys. Rev. A. 1991. V. 44. N 6. P. 3441.
- [3] *Jaroszynski D.A., Bakker R.J., van der Meer A.F.G., Oepts D., van Amersfoort P.W.* // Phys. Rev. Lett. 1993. V. 70. P. 3412.
- [4] *Ginzburg N.S., Sergeev A.S., Zotova I.V.* et al. // Phys. Rev. Lett. 1997. V. 78. N 12. P. 2365.
- [5] *Гинзбург Н.С., Новожилова Ю.В., Сергеев А.С.* и др. // Письма в ЖТФ. 1998. Т. 24. В. 18. С. 7.
- [6] *Шнак В.Г., Яландин М.И., Гинзбург Н.С., Зотова И.В., Фелкс А.Д.Р., Кросс А.В., Виггинс С.М.* // ДАН. 1999. Т. 365. № 1–3. С. 50.
- [7] *Гинзбург Н.С., Зотова И.В., Новожилова Ю.В.* и др. // Изв. вузов. Прикладная и нелинейная динамика. 1998. Т. 6. № 1. С. 38.

- [8] *Yalandin M.I., Shpak V.G., Shunailov S.A., Ulmaskulov M.R.* // Proc. XVII-th Int. Symp. on Discharges and Electrical Insulation in Vacuum, Berkeley, CA, USA. 1996. V. 2. P. 635.
- [9] *Шпак В.Г., Шунайлов С.А., Ульмаскулов М.Р.* и др. // Письма в ЖТФ. 1996. Т. 22. № 7. С. 65.
- [10] *Elchaninov A.S., Korovin S.D., Mesyats G.A., Rostov V.V., Shpak V.G., Yalandin M.I.* // Proc. VI Int. Conf. High-Power Part. Beams: BEAMS-86. Kobe, Japan. 1986. P. 552–555.