

САМОИНДУЦИРОВАННАЯ ПРОЗРАЧНОСТЬ, КОМПРЕССИЯ И ОСТАНОВКА ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫХ ИМПУЛЬСОВ ПРИ ВЗАИМОДЕЙСТВИИ С ПУЧКАМИ НЕВОЗБУЖДЕННЫХ КЛАССИЧЕСКИХ ОСЦИЛЛЯТОРОВ

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

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

Поступила в редакцию 22 марта 2011 г.

В оптике хорошо известны эффекты самоиндуцированной прозрачности, возникающие при распространении коротких (в масштабе релаксационных времен) световых импульсов в двухуровневой неинвертированной среде. Классическим аналогом описанных эффектов может служить взаимодействие микроволновых импульсов с первоначально прямолинейным электронным потоком в условиях циклотронного резонанса. В этом случае при определенной интенсивности входного сигнала циклотронное поглощение сменяется эффектом самоиндуцированной прозрачности, когда входной импульс распространяется практически без изменения профиля, формируя солитон, амплитуда и длительность которого жестко связаны со скоростью распространения. В определенной области параметров этот процесс сопровождается значительной двух-трехкратной компрессией начального импульса, что представляет определенный практический интерес для генерации мультигигаваттных пикосекундных микроволновых импульсов. Поскольку скорость солитонов лежит между невозмущенной групповой скоростью излучения и поступательной скоростью частиц, в случае взаимодействия со встречным электронным потоком другим нетривиальным эффектом является возможность существенного замедления или полной остановки электромагнитного импульса.

1. ВВЕДЕНИЕ

В квантовой электронике неоднократно исследовались эффекты, возникающие при генерации, усилении и распространении коротких (в масштабе релаксационных времен) световых импульсов в двухуровневых инвертированных (активных) и неинвертированных (пассивных) средах [1–6]. К числу наиболее известных можно отнести эффекты сверхизлучения, самоиндуцированной прозрачности и нелинейной компрессии импульсов. Вполне естественной является постановка задачи об анализе и экспериментальном наблюдении указанных эффектов при взаимодействии электромагнитного излучения с ансамблями классических электронов, формирующих либо квазинепрерывные пучки, либо отдельные сгустки.

К настоящему времени наибольший прогресс достигнут в исследовании классических аналогов эффектов сверхизлучения (СИ) протяженных элект-

ронных сгустков [7–13]. Фактически на этой основе в СВЧ-диапазоне реализован новый класс генераторов электромагнитного излучения [13], характеризующихся рекордно высокой (гигаваттной) пиковой мощностью и ультракороткой (субнаносекундной) длительностью импульсов. При этом относительная простота наблюдения эффектов СИ для ансамблей классических электронов (по сравнению с квантовыми системами) объясняется малым влиянием релаксационных процессов. Фазовая релаксация в электронных ансамблях, в принципе, может быть вызвана электрон-электронными или электрон-ионными столкновениями, но в экспериментально реализуемых условиях соответствующие времена существенно превосходят времена развития сверхизлучательных неустойчивостей. Экспериментальная доступность субнаносекундных импульсов СИ стимулирует исследования по их взаимодействию с квазинепрерывными электронными потоками и плазмой, включая усиление, компрессию и самоиндуцированную прозрачность.

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

В работах [14, 15] проведен теоретический анализ усиления коротких микроволновых импульсов. Важной особенностью таких процессов является смещение (проскальзывание) излучения относительно электронного потока, которое обусловлено отличием его групповой скорости от поступательной скорости частиц. В результате входной импульс аккумулирует энергию различных электронных фракций и его пиковая амплитуда может превышать уровень насыщения усиления стационарных сигналов. Кроме того, процесс усиления сопровождается укорочением эффективной длительности входного импульса. Эти выводы экспериментально подтверждены в работе [16], где при использовании черенковского механизма усиления получены субгигаваттные импульсы 8-миллиметрового диапазона с уникально короткой длительностью менее 100 пс.

В качестве классических аналогов эффектов самоиндуцированной прозрачности, реализующихся, как известно, в неинвертированной (пассивной) среде, могут рассматриваться явления, возникающие в условиях циклотронного резонанса при взаимодействии коротких электромагнитных импульсов с холодной плазмой или магнитонаправляемыми электронными потоками, у которых отсутствует начальная вращательная скорость (пучки невозбужденных электронных осцилляторов). В работе [17] на простейшем примере поперечного (относительно направления магнитного поля) распространения электромагнитного импульса в плазме показано, что при увеличении амплитуды входного импульса линейное циклотронное поглощение сменяется распространением без значительного затухания. При этом наблюдается формирование локализованных импульсов (солитонов) постоянной формы, амплитуда и длительность которых связаны со скоростью их распространения. Как и для пассивных двухуровневых сред [6], в определенной области параметров процесс образования солитонов сопровождается компрессией падающих импульсов.

Важно отметить, что для корректного описания эффектов самоиндуцированной прозрачности в ансамблях электронов-осцилляторов необходим учет их неизохронности. В случае, когда осцилляторное движение представляет собой вращение в однородном магнитном поле, неизохронность обусловлена релятивистской зависимостью гирочастоты от энергии. Подобно мазерам на циклотронном резонансе (МЦР) [18–20], эта зависимость оказывается существенной уже при нерелятивистских энергиях, приобретаемых частицами в поле электромагнитного импульса. Однако если в МЦР частицы обладают

начальной вращательной скоростью и электронный поток является аналогом возбужденной активной среды, то эффекты самоиндуцированной прозрачности возникают при взаимодействии излучения с холодной плазмой или первоначально прямолинейным электронным потоком, которые формируют резонансную пассивную среду.

В настоящей работе эффекты самоиндуцированной прозрачности исследованы в случае распространения короткого электромагнитного импульса вдоль магнитного поля в условиях циклотронного взаимодействия с первоначально прямолинейным электронным потоком. Анализируется как попутное, так и встречное распространение импульса относительно поступательной скорости частиц. Следует отметить, что при отличной от нуля проекции волнового вектора на направление магнитного поля смещения фаз электронов относительно волны возникают также вследствие изменения поступательной скорости частиц под воздействием магнитной компоненты поля волны. Соответственно фазовая скорость волны в направлении ведущего магнитного поля должна быть отлична от скорости света. В противном случае в условиях авторезонанса [18, 19] электроны ведут себя как линейные осцилляторы (смещения фазы электрона относительно волны, обусловленные изменением гирочастоты и поступательной скорости частиц, полностью компенсируют друг друга).

Важно подчеркнуть, что поступательное движение среды (электронного потока) также вносит определенную специфику по сравнению с оптическими аналогами. В частности, поскольку скорость формирующихся солитонов лежит между невозмущенной групповой скоростью излучения и поступательной скоростью частиц, при циклотронном взаимодействии со встречным электронным потоком возможно существенное замедление излучения, вплоть до образования неподвижных солитонов. В оптическом диапазоне остановка электромагнитных импульсов в настоящее время привлекает значительное внимание [21–25] в связи с исследованиями эффектов фотондуцированной прозрачности, при которых под воздействием волны накачки внутри одной из линий резонансного поглощения трехуровневой квантовой системы образуется окно прозрачности для сигнальной волны. При этом групповая скорость сигнальной волны может быть существенно меньше скорости света.

В работах [26, 27] рассмотрен классический аналог описанного эффекта, который может реализоваться в магнитоактивной плазме и также приводить к значительному замедлению сигнальной элек-

тромагнитной волны в присутствии мощной волны накачки. В данной работе показано, что в случае встречного движения нелинейной резонансной среды остановка электромагнитного импульса может наблюдаться в рамках более простых однофотонных процессов.

2. МОДЕЛЬ И ОСНОВНЫЕ УРАВНЕНИЯ

Рассмотрим здесь одномерную модель, позволяющую описать взаимодействие коротких электромагнитных импульсов с электронными пучками как при попутном, так и при встречном распространении. Пусть импульс представляет собой пакет циркулярно поляризованных ТЕМ-волн, распространяющихся вдоль однородного магнитного поля $\mathbf{H} = \mathbf{z}_0 H_0$ в среде с показателем преломления n . Такой пакет удобно описывать вектор-потенциалом

$$A_+ = A_x + iA_y = A(z, t) \exp(i\omega t \mp ihz), \quad (1)$$

где ω — центральная частота, $h = \omega n/c$ — волновое число, $A(z, t)$ — медленно меняющаяся амплитуда. Предположим, что выполнено условие циклотронного резонанса между излучением и электронным пучком:

$$\omega \mp hV_{\parallel} \approx \omega_H, \quad (2)$$

где $V_{\parallel} = \beta_{\parallel}c$ — поступательная скорость электронов, $\omega_H = eH_0/mc\gamma$ — гирочастота, γ — релятивистский масс-фактор. Верхний знак в формулах (1), (2) и далее соответствует попутному распространению волны и электронного потока, а нижний — встречному. Исследуется взаимодействие в области нормально-го эффекта Доплера, когда фазовая скорость волны $V_{ph} = c/n$ превосходит поступательную скорость электронного потока: $n\beta_{\parallel 0} < 1$. В этих условиях поток невозбужденных классических осцилляторов может рассматриваться как аналог неинвертированной двухуровневой среды.

Движение электронов в поле (1) может быть описано следующей системой уравнений:

$$\begin{aligned} \frac{dp_+}{dz} - i\omega_H \frac{p_+}{V_{\parallel}} &= \frac{e}{c} \frac{dA_+}{dz}, \\ \frac{dp_{\parallel}}{dz} &= -\frac{e}{c} \operatorname{Re} \left(\frac{p_+}{p_{\parallel}} \frac{\partial A_+^*}{\partial z} \right), \\ \frac{d\mathcal{E}}{dz} &= \frac{e}{c} \operatorname{Re} \left(\frac{p_+}{p_{\parallel}} \frac{\partial A_+^*}{\partial t} \right), \end{aligned} \quad (3)$$

где $p_+ = p_x + ip_y$ — поперечный импульс электронов,

$$\mathcal{E} = mc^2\gamma = \sqrt{m^2c^4 + c^2|p_+|^2 + c^2p_{\parallel}^2}$$

— энергия частиц. В уравнениях (3) в качестве независимой переменной выбрана координата z , с которой текущее время связано соотношением

$$\frac{dt}{dz} = \frac{1}{V_{\parallel}} = \frac{\mathcal{E}}{c^2 p_{\parallel}}.$$

Система уравнений (3) имеет интеграл движения, который, как известно [19], является следствием законов сохранения энергии и продольного импульса в элементарном акте излучения (поглощения) электромагнитного кванта:

$$n\mathcal{E} \mp p_{\parallel} = \text{const.} \quad (4)$$

Соотношение (4) позволяет свести систему уравнений (3) к одному уравнению для поперечного импульса

$$\hat{p}_+ = p_+ \exp(i\omega t \mp ihz)/mc\gamma_0\beta_{\parallel 0}, \quad (5)$$

которое в приближении малого изменения энергии частиц принимает вид

$$\frac{d\hat{p}_+}{d\hat{z}} + i\hat{p}_+ \left(\frac{\Delta + \mu|\hat{p}_+|^2}{\hat{p}_{\parallel}} \right) = i\hat{A} \frac{1 \mp n\beta_{\parallel 0}}{\hat{p}_{\parallel}\beta_{\parallel 0}^2}. \quad (6)$$

Здесь $\hat{z} = \omega z/c$ — безразмерная продольная координата, $\hat{A} = eA/mc^2\gamma_0$ — нормированная амплитуда поля,

$$\Delta = (1 \mp n\beta_{\parallel 0} - \omega_{H0}/\omega)\beta_{\parallel 0}$$

— начальная расстройка циклотронного резонанса на несущей частоте,

$$\mu = \frac{\beta_{\parallel 0}(1 - n^2)}{2(1 \mp n\beta_{\parallel 0})}$$

— параметр неизохронности,

$$b = \frac{n\beta_{\parallel 0}}{2(1 \mp n\beta_{\parallel 0})}$$

— параметр отдачи, характеризующий величину и знак изменения продольного импульса электронов:

$$\hat{p}_{\parallel} = \frac{p_{\parallel}}{mc\gamma_0\beta_{\parallel 0}} = 1 \mp b|\hat{p}_+|^2.$$

В предположении, что дисперсия среды задается законом

$$D(\omega, h) = 0, \quad (7)$$

эволюция комплексной амплитуды поля может быть описана уравнением

$$D'_h \frac{\partial A}{\partial z} \pm D'_\omega \frac{\partial A}{\partial t} = i \frac{4\pi}{c} \langle j_+ e^{-i\omega t \pm ihz} \rangle_t, \quad (8)$$

где $j_+ = -\rho V_+$ — поперечная компонента электронного тока, ρ — плотность электронного пучка, $V_+ = V_x + iV_y$ — поперечная скорость. С учетом выражения для поперечного импульса (5) уравнение (8) приводится к виду

$$\frac{\partial \hat{A}}{\partial \hat{z}} \pm \frac{1}{\beta_{gr}} \frac{\partial \hat{A}}{\partial \hat{t}} = \frac{1}{D'_h} \frac{4\pi e j_0}{mc^2 \omega \gamma_0} \frac{\hat{p}_+}{1 \mp b|\hat{p}_+|^2}, \quad (9)$$

где $V_{gr} = \beta_{gr} c = |D'_h/D'_\omega|$ — групповая скорость волны.

Переходя в уравнениях движения от лагранжевых переменных к эйлеровым и дополнительно предполагая, что изменения поступательной скорости релятивистских электронов в процессе взаимодействия малы:

$$d/d\hat{z} = \partial/\partial \hat{z} + \beta_{||0}^{-1} \partial/\partial \hat{t},$$

приведем самосогласованную систему уравнений (6), (9) к виду

$$\begin{aligned} \frac{\partial \hat{a}}{\partial \hat{z}} \pm \frac{1}{\beta_{gr}} \frac{\partial \hat{a}}{\partial \hat{t}} &= \mp G \frac{\hat{p}_+}{1 \pm b|\hat{p}_+|^2}, \\ \frac{\partial \hat{p}_+}{\partial \hat{z}} + \frac{1}{\beta_{||0}} \frac{\partial \hat{p}_+}{\partial \hat{t}} + i\hat{p}_+ \frac{\Delta + \mu|\hat{p}_+|^2}{1 \pm b|\hat{p}_+|^2} &= \frac{\hat{a}}{1 \pm b|\hat{p}_+|^2}, \end{aligned} \quad (10)$$

где

$$\hat{a} = i\hat{A} \frac{1 \mp n\beta_{||0}}{\beta_{||0}^2}, \quad G = \frac{4\pi e j_0}{mc^2 \omega \gamma_0 D'_h} \frac{1 \mp n\beta_{||0}}{\beta_{||0}^2}.$$

Как уже отмечалось, для развития описанных ниже эффектов самоиндуцированной прозрачности принципиальным фактором является отличие от нуля параметра неизохронности μ . Соответственно, в случае коллинеарного распространения волны относительно магнитного поля ее фазовая скорость должна быть отлична от скорости света, т. е. рассматриваемые эффекты развиваются вне области авторезонанса [18, 19]. В практическом плане экспериментальное наблюдение указанных эффектов может быть реализовано при волноводном распространении излучения. С точностью до постоянных коэффициентов такое взаимодействие описывается системой уравнений (10). Эта же система уравнений может быть использована и для описания попутного распространения электромагнитного импульса в релятивистском электронном пучке, движущемся в холодной фоновой плазме с показателем преломления $n = \sqrt{1 - \omega_p^2/\omega^2}$, где ω_p — плазменная частота. При этом плазму можно считать незамагниченной, поскольку с учетом эффекта Доплера резонансная гирочастота для релятивистского пучка в γ_0 раз ниже, чем для покоящейся плазмы.

3. САМОИНДУЦИРОВАННАЯ ПРОЗРАЧНОСТЬ И КОМПРЕССИЯ ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫХ ИМПУЛЬСОВ ПРИ ВЗАИМОДЕЙСТВИИ С ПОПУТНЫМ ЭЛЕКТРОННЫМ ПОТОКОМ

В предположении малых плотностей тока $G \ll 1$ и ненулевом значении параметра неизохронности μ уравнения (10) допускают дальнейшее упрощение и в случае взаимодействия с попутным электронным потоком могут быть приведены к следующей форме, содержащей минимальное число независимых параметров:

$$\frac{\partial a}{\partial Z} \pm \frac{\partial a}{\partial \tau} = -p, \quad (11a)$$

$$\frac{\partial p}{\partial Z} + ip(\delta + |p|^2) = a, \quad (11b)$$

где

$$p = \hat{p}_+ \mu^{1/2} G^{-1/4}, \quad a = \hat{a} \mu^{1/2} G^{-3/4}, \quad \delta = \Delta G^{-1/2}.$$

Это уравнение справедливо при выполнении условия $\sqrt{G} b/\mu \ll 1$, т. е. при достаточно большой отстройке фазовой скорости волны от скорости света. В качестве независимых переменных в формулках (11a), (11b) использованы

$$\tau = \sqrt{G} (\hat{t} - \hat{z}/\beta_{||0}) \left| \beta_{gr}^{-1} - \beta_{||0}^{-1} \right|^{-1}, \quad Z = \sqrt{G} \hat{z}. \quad (12)$$

В новых переменных знак «+» в уравнении для амплитуды поля (11a) соответствует случаю, когда поступательная скорость электронов превосходит групповую скорость волны ($\beta_{||0} > \beta_{gr}$), а знак «-» — противоположному случаю ($\beta_{||0} < \beta_{gr}$). Для определенности далее предположим $\beta_{||0} > \beta_{gr}$. Результаты в случае $\beta_{||0} < \beta_{gr}$ могут быть получены путем замены τ на $-\tau$. Заметим, что уравнение неизохронного осциллятора (11b) широко используется в теории МЦР. Основное отличие рассматриваемой здесь модели от традиционных моделей гирорезонансных приборов состоит в предположении об отсутствии у электронов начальной вращательной скорости:

$$p|_{Z=0} = 0. \quad (13)$$

В результате резонансная среда описывается одним уравнением (11b), т. е. не требуется усреднение по фазам циклотронного вращения. Также необходимо отметить, что уравнения, аналогичные (11), описывают резонансное взаимодействие излучения с другими типами сред, состоящих из нелинейных осцилляторов, например, с плазмонными колебаниями металлических наносфер [28].

На основе системы уравнений (11a), (11b) проводим моделирование распространения и эволюции в электронном потоке электромагнитного импульса с амплитудой a_0 и длительностью T , поступающего на вход в сечении $Z = 0$:

$$a|_{Z=0} = a_0 \sin^2(\pi\tau/T), \quad \tau \in [0, T]. \quad (14)$$

Представленные на рис. 1, результаты моделирования подтверждают качественную аналогию с эффектами, реализующимися при распространении оптического импульса в неинвертированной двухуровневой среде [3–6]. При достаточно малой амплитуде и длительности входного импульса происходит его затухание, обусловленное традиционным циклотронным поглощением (рис. 1a). При этом имеет место квазипериодическая перекачка энергии импульса в энергию циклотронных осцилляций частиц (аналог осцилляций инверсии населенностей с частотой Раби [5]). При увеличении амплитуды и длительности входного импульса поглощение сменяется эффектом самоиндуцированной прозрачности, когда входной импульс распространяется без затухания (рис. 1b), формируя солитон. Как видно из соответствующего пространственно-временного распределения модуля поперечного импульса частиц, указанный эффект обусловлен тем, что передний фронт электромагнитного импульса возбуждает поперечные циклотронные осцилляции у первоначально прямолинейно движущихся электронов, которые затем демпфируются задним фронтом. При дальнейшем увеличении амплитуды и длительности входного импульса эффект самоиндуцированной прозрачности сменяется нелинейной компрессией импульса (рис. 1c). Как следует из рис. 1c, амплитуда входного импульса при оптимальном значении расстройки $\delta = 2$ возрастает примерно в 1.5 раза (что соответствует увеличению мощности в 2.5 раза). Одновременно происходит существенное (в 2 раза) сокращение длительности. При этом поглощение энергии очень мало. Энергия компрессированного импульса составляет свыше 80 % от начального. Подобно распространению оптических импульсов в резонансной двухуровневой среде начальный электромагнитный импульс достаточно большой амплитуды и длительности порождает систему солитонов, т. е. локализованных импульсов постоянной формы, амплитуда и длительность которых связаны со скоростью распространения (рис. 1d).

Доказать наличие у системы уравнений (11) солитоноподобных решений можно аналитически, представив огибающую поля и поперечный импульс частиц в виде

$$\begin{aligned} a(Z, \tau) &= |a(\zeta)| e^{i\varphi(\zeta) + iC\tau}, \\ p(Z, \tau) &= |p(\zeta)| e^{i\psi(\zeta) + iC\tau}, \end{aligned} \quad (15)$$

где $\zeta = Z - U\tau$, U — скорость распространения солитона в системе координат (Z, τ) , C — постоянная, определяющая набег фазы. С учетом (15) система уравнений (11) преобразуется в систему обыкновенных дифференциальных уравнений:

$$\begin{aligned} \frac{d|a|}{d\zeta} &= \frac{|p|}{s} \cos \chi, \quad \frac{d|p|}{d\zeta} = |a| \cos \chi, \\ \frac{d\chi}{d\zeta} &= \hat{\delta} + |p|^2 - \left(\frac{|a|}{|p|} + \frac{|p|}{s|a|} \right) \sin \chi, \end{aligned} \quad (16)$$

где $\chi = \psi - \varphi$ — разностная фаза, $\hat{\delta} = \delta + C/s$, параметр $s = U - 1$ характеризует отличие скорости солитона от групповой скорости излучения в среде.

Как нетрудно видеть, система уравнений (16) имеет два интеграла движения

$$|p| = \sqrt{s} |a|, \quad (17)$$

$$\sin \chi = \frac{\hat{\delta} \sqrt{s}}{2} + \frac{s^{3/2}}{4} |a|^2, \quad (18)$$

с помощью которых она сводится к одному уравнению для интенсивности поля $I = |a|^2$:

$$\frac{dI}{d\zeta} = \frac{2I}{\sqrt{s}} \sqrt{1 - \left(\frac{\hat{\delta} \sqrt{s}}{2} - \frac{s^{3/2}}{4} I \right)^2}. \quad (19)$$

Уравнение (19) допускает солитоноподобное решение — локализованную волну, распространяющуюся без изменения формы. При $\hat{\delta} = 0$ решение (19) может быть получено аналитически и имеет форму, характерную также для оптических солитонов:

$$I = \frac{4}{s^{3/2}} \operatorname{sch} \frac{2}{\sqrt{s}} \zeta. \quad (20)$$

Соответственно, для амплитуды импульса имеем

$$|a(Z, \tau)| = \frac{2}{s^{3/4}} \left[\operatorname{sch} \frac{2}{\sqrt{s}} (Z - U\tau) \right]^{1/2}. \quad (21)$$

Заметим, что решения (20), (21) имеют смысл только для $s > 0$ ($U > 1$). В системе координат (z, t) это означает, что скорость солитона V_s удовлетворяет неравенству

$$V_{gr} < V_s < V_{\parallel 0}. \quad (22)$$

Таким образом, при выполнении условия $\beta_{\parallel 0} > \beta_{gr}$ скорость солитонов превышает групповую скорость в отсутствие электронного потока. В случае, когда

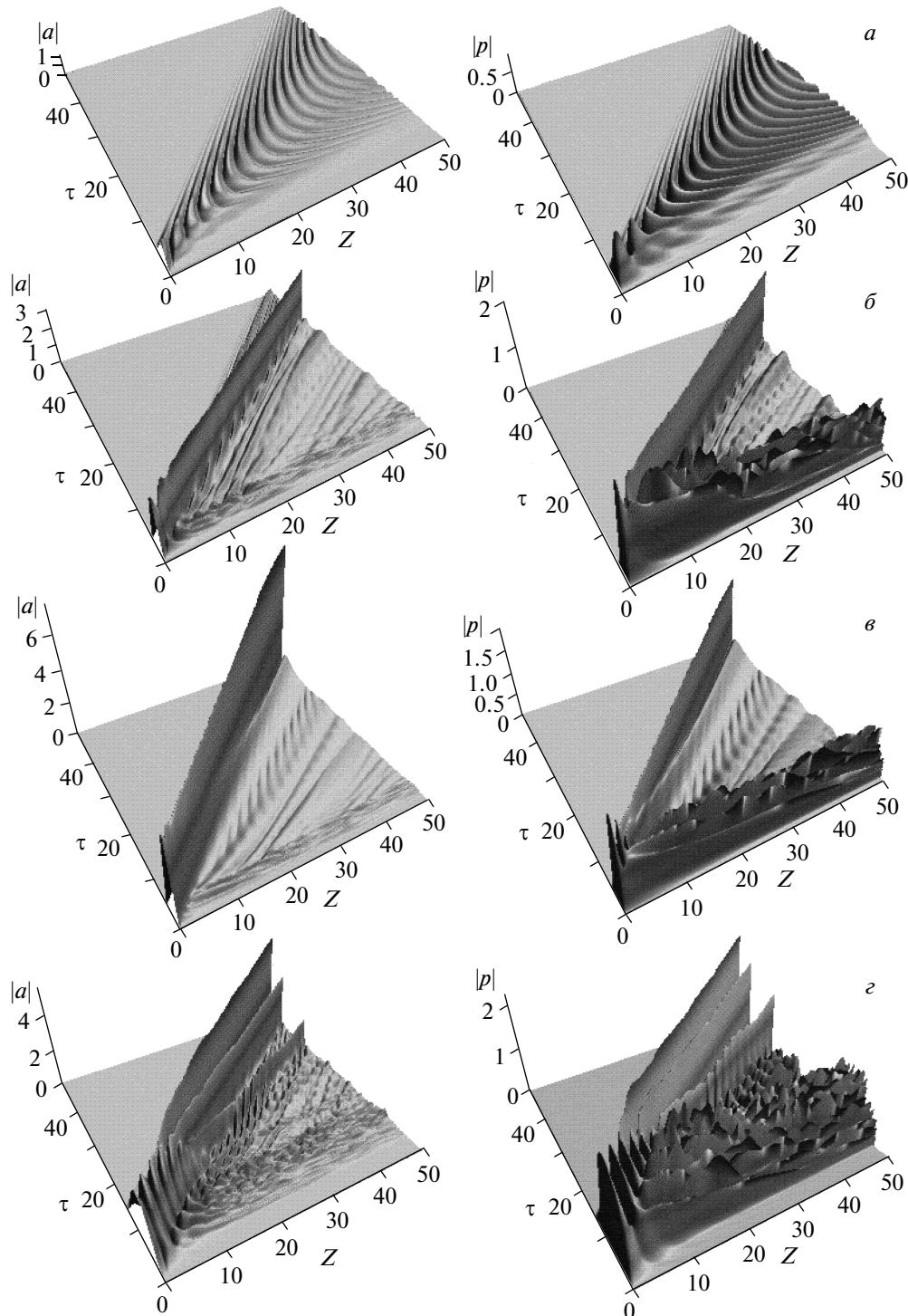


Рис. 1. Характерные эффекты, возникающие в случае попутного распространения электромагнитных импульсов вдоль первоначально прямолинейного электронного потока в условиях циклотронного резонанса, при различной пикиевой амплитуде и длительности падающих импульсов: *а* — циклотронное поглощение импульса ($a_0 = 1$, $T = 5$, $\delta = 0$); *б* — эффект самоиндуцированной прозрачности ($a_0 = 3$, $T = 4.5$, $\delta = 0$); *в* — компрессия входного импульса ($a_0 = 5$, $T = 5$, $\delta = 2$); *г* — распад входного импульса на несколько солитонов ($a_0 = 3$, $T = 15$, $\delta = 0$). Для каждого случая показано пространственно-временное распределение амплитуды электромагнитного поля (левая колонка) и модуля поперечного импульса электронов (правая колонка)

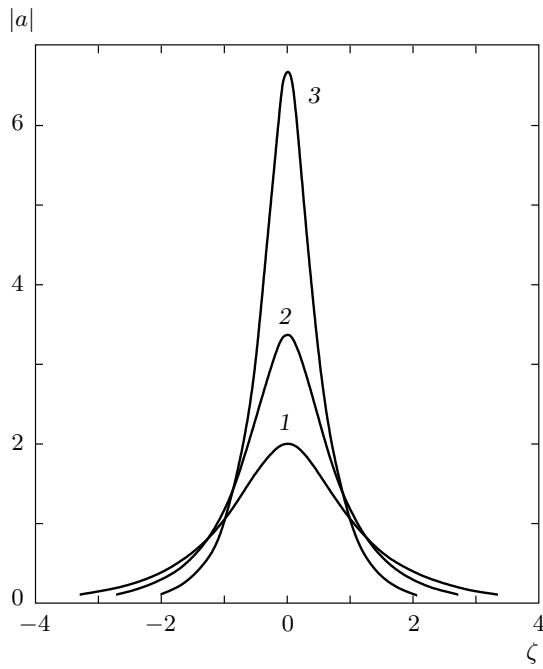


Рис.2. Зависимости амплитуды и длительности солитона, формирующегося при взаимодействии входного импульса с попутным электронным потоком, от его скорости $U = 2$ (1), 1.5 (2), 1.2 (3); $\delta = 0$, $C = 0$

$\beta_{\parallel 0} < \beta_{gr}$, условие (22) меняется на противоположное и формирующиеся солитоны являются медленными по отношению к групповой скорости излучения. При этом, согласно (21), в обоих случаях амплитуда солитона растет, а его длительность по полувысоте уменьшается при $U \rightarrow 1$, т. е. при уменьшении отстройки его скорости от групповой скорости излучения (рис. 2). Аналогичной зависимостью параметров от скорости обладают оптические солитоны [5].

В случае, когда параметр $\hat{\delta}$ отличен от нуля, получить простое аналитическое выражение для пространственно-временного распределения поля не удается. Форма солитонов при произвольном значении $\hat{\delta}$ может быть найдена путем численного интегрирования уравнения (19). Максимальное значение амплитуды солитона определяется из условия $dI/d\zeta = 0$ и дается выражением

$$|a|_{max} = \frac{2}{s^{3/4}} \left[1 - \frac{\hat{\delta}\sqrt{s}}{2} \right]^{1/2}. \quad (23)$$

Результаты аналитического рассмотрения согласуются с результатами численного моделирования нестационарных уравнений (11), которые фактиче-

ски подтверждают реализуемость и устойчивость найденных солитонных решений.

4. ОСТАНОВКА ЭЛЕКТРОМАГНИТНОГО ИМПУЛЬСА ПРИ ВЗАИМОДЕЙСТВИИ С ДВИЖУЩИМСЯ НАВСТРЕЧУ ЭЛЕКТРОННЫМ ПОТОКОМ

Рассмотренные выше эффекты самоиндцированной прозрачности и компрессии импульсов могут иметь место также и в том случае, когда групповая скорость излучения направлена навстречу поступательной скорости электронов. Отличительной особенностью при встречном взаимодействии является возможность остановки электромагнитного импульса и формирования неподвижного солитона.

В рамках тех же предположений, сделанных в разд. 2, система уравнений, описывающая электронно-волновое взаимодействие при встречном распространении волны относительно электронного потока, может быть приведена к виду (ср. с (11))

$$\begin{aligned} \frac{\partial a}{\partial Z} - \frac{\partial a}{\partial \tau} &= p, \\ \frac{\partial p}{\partial Z} + ip(\delta + |p|^2) &= a, \end{aligned} \quad (24)$$

где в качестве временной переменной используется

$$\tau = \sqrt{G} \left(\hat{t} - \frac{\hat{z}}{\beta_{\parallel 0}} \right) \left(\frac{1}{|\beta_{gr}|} + \frac{1}{\beta_{\parallel 0}} \right)^{-1}.$$

При записи граничных условий к (24), аналогично разд. 2, считается, что электроны на входе в пространство взаимодействия $Z = 0$ не имеют поперечного импульса (13).

Система уравнений (24) также имеет солитоноподобное решение, которое совпадает с (18), если там положить $s = U + 1$. Следовательно, солитон при взаимодействии со встречным электронным пучком существует при условии $U > -1$. При этом в области $-1 < U < 0$ скорость солитона направлена навстречу электронному потоку, а в области $U > 0$ — в попутном направлении. Очевидно, что скорость солитона может принимать и нулевое значение $U = 0$, что соответствует остановке электромагнитного импульса. Амплитуда неподвижного солитона дается соотношением

$$|a|_{max} = 2 \left[1 - \frac{\delta + C}{2} \right]^{1/2}. \quad (25)$$

Сделанные выводы подтверждаются численным моделированием системы уравнений (24). Для иллю-

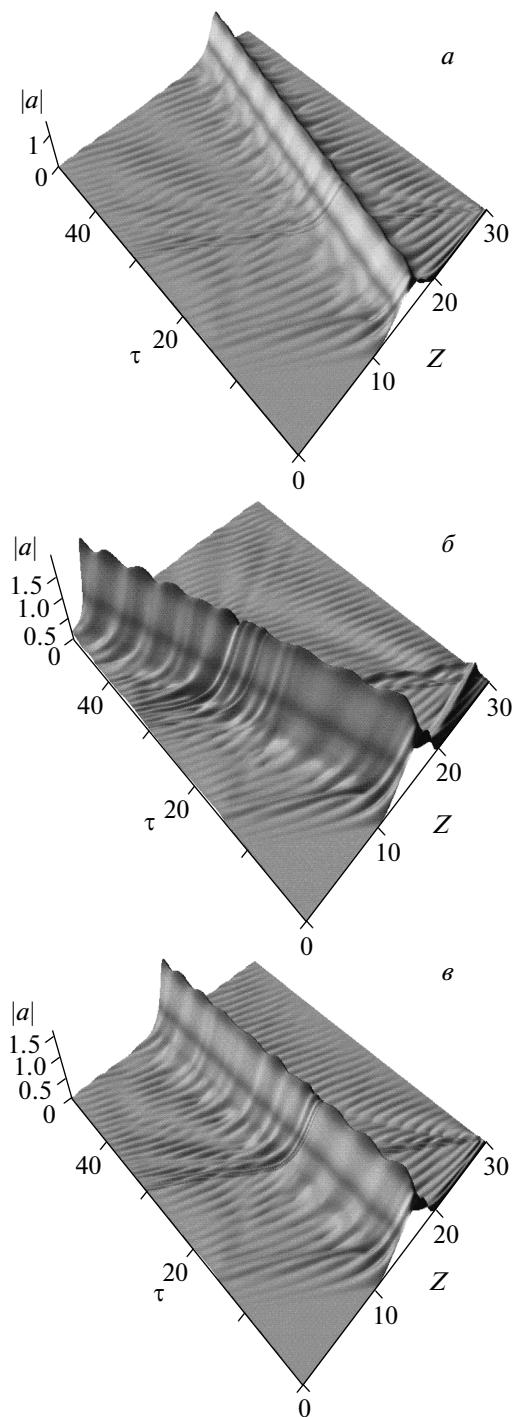


Рис. 3. Формирование солитонов при взаимодействии со встречным электронным пучком при опережающей (по отношению к моменту инжекции электронов) подаче электромагнитного импульса в пространство взаимодействия: *a* — скорость солитона направлена против невозмущенной групповой скорости волны $U > 0$ ($a_0 = 1.05$, $T = 10$), *б* — скорость солитона соправлена невозмущенной групповой скоростью волны $U < 0$ ($a_0 = 1.35$, $T = 10$), *в* — формирование неподвижного солитона $U = 0$

5 ЖЭТФ, вып. 5 ($\rho_p = 1.16$, $T = 10$)

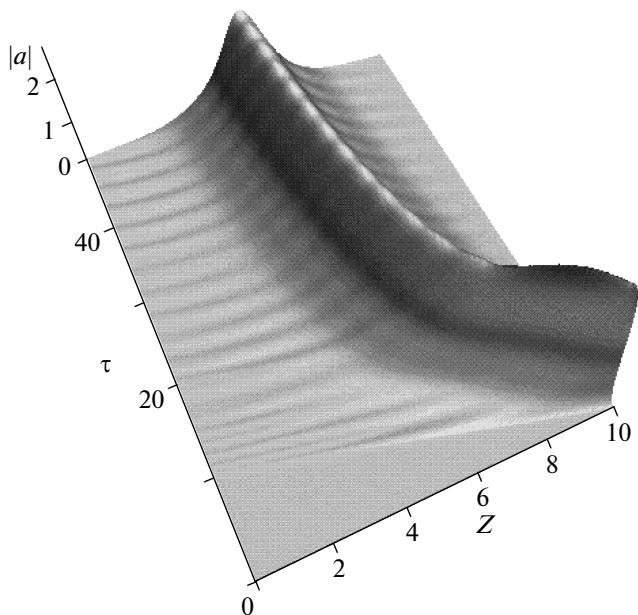


Рис. 4. Замедление и остановка электромагнитного импульса при взаимодействии со встречным электронным потоком. Импульс падает с коллекторного конца системы. $a_0 = 2.5$, $T = 10$

страгии условий формирования неподвижного солитона моделировалась ситуация опережающего падения электромагнитного импульса с коллекторного конца системы. Начальные условия для поля задавались в виде

$$a(Z)|_{\tau=0} = a_0 \sin^2(\pi(Z - Z_0)/T), \quad (26)$$

что соответствует инжекции электронного пучка в пространство взаимодействия с задержкой $T_d = Z_0 + T/2$. Из рис. 3*a* видно, что при достаточно малой амплитуде начальный электромагнитный импульс преобразуется в солитон, распространяющийся попутно электронному потоку: $U > 0$ (т. е. импульс сносится электронным потоком в направлении, противоположном направлению невозмущенной групповой скорости). Увеличение амплитуды начального импульса приводит к формированию солитонов, распространяющихся в направлении групповой скорости и, соответственно, навстречу электронному пучку: $U < 0$ (рис. 3*b*). При этом существует область начальных амплитуд, в которой скорость солитона стремится к нулю, т. е. имеет место формирование неподвижных солитонов (рис. 3*c*).

На рис. 4 показан сценарий замедления и остановки электромагнитного импульса при его падении с коллекторного конца системы:

$$a(\tau)|_{Z=L} = a_0 \sin^2(\pi\tau/T),$$

где $L = \sqrt{G}\omega l/c$ — нормированная длина пространства взаимодействия. Видно, что на начальном участке электромагнитный импульс распространяется навстречу электронному потоку с невозмущенной групповой скоростью, однако по мере трансформации в солитон замедляется до полной остановки. Как уже отмечалось, в отличие от «остановки света», реализуемой вследствие эффектов фотоиндцированной прозрачности [21–25], в данном случае остановка электромагнитного импульса обусловлена движением резонансной среды.

Необходимо отметить, что при взаимодействии со встречным электронным потоком при вариации амплитуды и длительности входного импульса аналогично случаю попутного распространения (см. разд. 2) могут реализоваться и другие режимы, включая циклотронное поглощение, самоиндцированную прозрачность, формирование многосолитонных решений, а также компрессию входного сигнала. Так же как и при взаимодействии с попутным электронным потоком, компрессия по мощности составляет 2.5–2.8 с одновременным укорочением длительности в 2–2.5 раза. Более того, с практической точки зрения использование встречного взаимодействия имеет важное преимущество, так как компрессия реализуется на существенно более коротких длительностях.

5. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Таким образом, на основе аналогии с распространением световых импульсов в пассивных двухуровневых средах существует возможность реализации эффектов самоиндцированной прозрачности и компрессии микроволновых импульсов при распространении вдоль первоначально прямолинейных магнитонаправляемых электронных потоков. Наряду с достаточно фундаментальным характером рассмотренной аналогии на ее основе может быть реализован ряд практически интересных режимов трансформации коротких электромагнитных импульсов.

Эффект нелинейной компрессии может быть использован для дальнейшего сжатия импульсов сверхизлучения (СИ) [10–13] с целью повышения их пиковой мощности и укорочения длительности. Оценим возможность компрессии импульса СИ 8-миллиметрового диапазона с мощностью 1.2 ГВт и длительностью приблизительно 350 пс [11] при распространении в волноводе радиуса 0.45 см навстречу электронному потоку с энергией частиц 300 кэВ и током около 450 А (плотность тока приблизительно

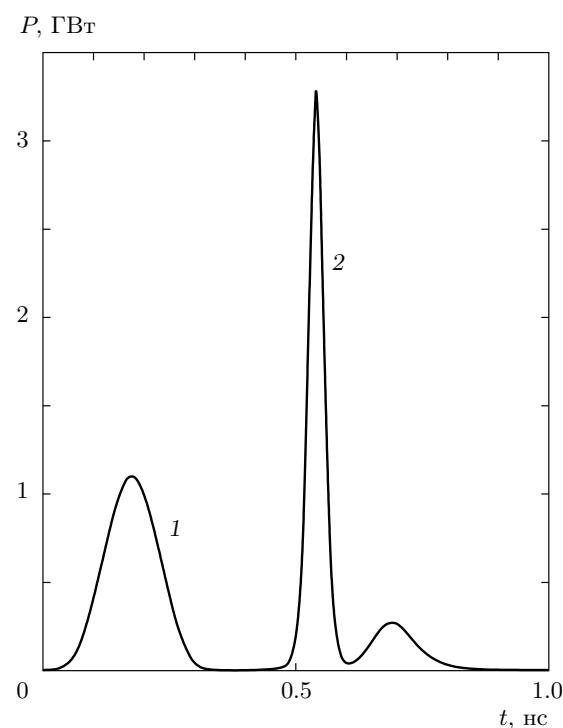


Рис. 5. Моделирование компрессии импульсов микроволнового сверхизлучения при взаимодействии со встречным электронным потоком: входной (1) и выходной (2) импульсы

но 700 A/cm^2). Будем предполагать, что поперечная структура сигнала соответствует ТЕ₁₁-моде круглого волновода. В этом случае фазовая скорость волны $V_{ph} \approx 1.2c$. Электронный поток направляется однородным магнитным полем напряженностью приблизительно 35 кЭ, обеспечивающим условие циклотронного резонанса с излучением указанного диапазона. При выбранных физических параметрах нормированные параметры составляют $G \approx 0.008$, $a_0 \approx 5$, $T \approx 6$. Входной и выходной импульсы при оптимальном значении расстройки циклотронного резонанса $\delta = 2$ показаны на рис. 5. Пиковая мощность выходного импульса в этом случае составляет примерно 3.3 ГВт при длительности около 80 пс. Нормированная длина области компрессии $L = 10$ соответствует физической длине приблизительно 10 см. Таким образом, исследованный процесс может быть достаточно эффективен в практическом плане для формирования электромагнитных импульсов со сверхвысокой пиковой мощностью и ультракороткой длительностью. При этом в определенной области параметров предлагаемый метод может рассматриваться как альтернатива известным методам пассивной и активной компрессии [29–32].

Достоинством метода нелинейной компрессии можно считать простоту реализации, короткую длину области взаимодействия, а также высокую (гигаваттную) амплитуду формируемых импульсов. Важно подчеркнуть, что с увеличением плотности тока допустимая амплитуда сжимаемых импульсов увеличивается, $A_0 \sim j_0^{3/4}$, а длительность сокращается, $t_0 \sim j_0^{-1/2}$.

Следует также отметить, что определенный практический интерес может представлять замедление и остановка электромагнитных импульсов, например, для их последующего сложения или создания линий задержки. Для наблюдения полной остановки импульса СИ указанной выше мощности и длительности необходимо увеличить ток пучка до 1 кА (при сохранении сечения волновода плотность тока составит приблизительно 1.2 кА/см²).

Заметим в заключение, что для наблюдения обсуждаемых эффектов после модификации можно использовать экспериментальную установку на основе двух синхронизированных ускорителей РАДАН, на которой ранее исследовалось нестационарное усиление импульсов СИ [16]. С этой целью усилительная секция в виде волновода с диэлектрической вставкой должна быть заменена секцией в виде регулярного волновода, а напряженность ведущего магнитного поля должна соответствовать циклотронному резонансу частиц с попутной или встречной волной.

ЛИТЕРАТУРА

1. А. В. Андреев, В. И. Емельянов, Ю. А. Ильинский, УФН **131**, 653 (1980).
2. В. В. Железняков, В. В. Кочаровский, Вл. В. Кочаровский, УФН **150**, 455 (1986).
3. S. L. McCall and E. L. Hahn, Phys. Rev. Lett. **18**, 908 (1967).
4. S. L. McCall and E. L. Hahn, Phys. Rev. A **183**, 457 (1969).
5. И. А. Полуэктов, Ю. М. Попов, В. С. Ройтберг, УФН **114**, 97 (1974).
6. H. M. Gibbs and R. E. Slusher, Appl. Phys. Lett. **18**, 505 (1971).
7. Н. С. Гинзбург, А. С. Сергеев, Письма в ЖЭТФ **54**, 445 (1991).
8. Н. С. Гинзбург, А. С. Сергеев, ЖЭТФ **99**, 438 (1991).
9. N. S. Ginzburg, A. S. Sergeev, I. V. Zotova et al., Phys. Rev. Lett. **78**, 2365 (1997).
10. В. Г. Шпак, М. И. Яландин, Н. С. Гинзбург и др., ДАН **365**, 50 (1999).
11. N. S. Ginzburg, Yu. V. Novozhilova, A. S. Sergeev et al., Phys. Rev. E **60**, 3297 (1999).
12. А. А. Ельчанинов, С. Д. Коровин, В. В. Ростов и др., Письма в ЖЭТФ **77**, 314 (2003).
13. Г. А. Месяц, М. И. Яландин, УФН **175**, 225 (2005).
14. T. B. Zhang and T. C. Marshall, Phys. Rev. Lett. **74**, 916 (1995).
15. Н. С. Гинзбург, И. В. Зотова, А. С. Сергеев, Письма в ЖТФ **25**, 25 (1999).
16. М. И. Яландин, А. Г. Рeutова, М. Р. Ульмаскулов и др., Письма в ЖЭТФ **91**, 620 (2010).
17. N. S. Ginzburg, A. S. Sergeev, and I. V. Zotova, Phys. Rev. Lett. **105**, 265001 (2010).
18. А. В. Гапонов, ЖЭТФ **39**, 326 (1960).
19. А. А. Коломенский, А. Н. Лебедев, ЖЭТФ **44**, 259 (1963).
20. А. В. Гапонов, М. И. Петелин, В. К. Юлпатов, Изв. вузов, радиофизика **10**, 1414 (1967).
21. S. E. Harris, Phys. Today **50**(7), 36 (1997).
22. L. V. Hau, S. E. Harris, Z. Dutton et al., Nature **397**, 594 (1999).
23. M. Fleischhauer and M. D. Lukin, Phys. Rev. Lett. **84**, 5094 (2000).
24. C. Lui, Z. Dutton, C. H. Berhoozi et al., Nature **406**, 490 (2001).
25. D. F. Phillips, A. Fleischhauer, A. Mair et al., Phys. Rev. Lett. **86**, 783 (2001).
26. A. G. Litvak and M. D. Tokman, Phys. Rev. Lett. **88**, 095003 (2002).
27. А. Ю. Крячко, А. Г. Литвак, М. Д. Токман, ЖЭТФ **122**, 805 (2002).
28. I. R. Gabitov, R. A. Indik, N. M. Litchinitser, and A. M. Maimistov, J. Opt. Soc. Amer. B **23**, 535 (2006).
29. Я. Д. Ширман, *Разрешение и сжатие импульсов*, Сов. радио, Москва (1974).
30. S. V. Samsonov, A. D. R. Phelps, V. L. Bratman et al., Phys. Rev. Lett. **92**, 18301 (2004).
31. А. Н. Диценко, С. А. Новиков, С. В. Разин и др., ДАН **321**, 518 (1991).
32. А. Л. Вихарев, А. М. Горбачев, О. А. Иванов и др., Письма в ЖТФ **24**(20), 6 (1998).