Письма в ЖЭТФ, том 91, вып. 11, с. 620 – 625

Эффект нелинейной компрессии ультракоротких микроволновых импульсов в процессе усиления квазистационарными электронными потоками

М. И. Яландин[1), *А. Г. Реутова, М. Р. Ульмаскулов, К. А. Шарыпов, С. А. Шунайлов, Н. С. Гинзбург*[+], *И. В. Зотова*[+], *Е. Р. Кочаровская*[+], *А. С. Сергеев*[+]

Институт электрофизики Уральского отд. РАН, 620016 Екатеринбург, Россия

[+]*Институт прикладной физики РАН, 603950 Нижний Новгород, Россия*

Поступила в редакцию 11 марта 2010 г.

После переработки 27 апреля 2010 г.

Экспериментально наблюдался эффект нелинейной компрессии ультракоротких микроволновых импульсов в процессе усиления квазистационарными электронными потоками. Использовался черенковский механизм взаимодействия прямолинейного потока электронов с замедленной волной в волноводе, частично заполненном диэлектриком. Эксперимент проведен на установке, состоящей из двух синхронизованных сильноточных ускорителей РАДАН. Первый из них запитывал генератор 37 ГГц импульсов сверхизлучения с длительностью ~ 300 пс. Второй ускоритель с током пучка до 1.2 кА и энергией электронов ~ 300 кэВ использовался в усилительной секции. В соответствии с результатами теоретического анализа усиление электромагнитных импульсов (минимум в 4 раза по мощности) сопровождалось значительным (до 100 пс) укорочением их длительности.

1. Процессы когерентного резонансного взаимодействия коротких (в масштабе времен релаксации) лазерных импульсов с активными и пассивными средами достаточно продолжительное время являются объектом теоретических и экспериментальных исследований как в квантовой электронике, так и в физике плазмы. К числу подобных процессов относятся эффект самоиндуцированной прозрачности, фотонное эхо и др. [1, 2], а также усиление лазерных импульсов в плазме в процессе обратного рамановского рассеяния [3, 4]. Не вызывает сомнения, что аналогичные эффекты могут реализоваться и при взаимодействии электромагнитных импульсов с электронными потоками [5 – 8]. При этом качественные отличия от традиционных механизмов усиления стационарных монохроматических сигналов возникают при условии, что длительность входного электромагнитного импульса мала в масштабе так называемой кооперативной длины. Последняя по аналогии с соответствующими процессами в квантовой электронике [9] может быть определена как длина смещения (проскальзывания, [10]) импульса относительно частиц за характерное время развития неустойчивости, которое пропорционально обратному инкременту. Необходимым условием реализации указанных эффектов является отличие групповой скорости излучения $V_{gr} = \beta_{gr} c$ от скорости электронов $V_0 = \beta_0 c$. В этом случае входной электромагнитный импульс по мере распространения последовательно взаимодействует с различными электронными фракциями пучка, не имеющими модуляции по скорости и плотности частиц, отбирая у них энергию. Соответственно, рост пиковой мощности в таком процессе не ограничивается типичными для традиционных электронных усилителей механизмами захвата частиц волной [11], и в оптимальных условиях пиковая мощность выходного сигнала может превышать мощность электронного пучка[2) [6, 7]. Кроме того, в процессе усиления увеличение мощности сопровождается существенным укорочением эффективной длительности входного импульса.

К настоящему времени описанные выше эффекты усиления и нелинейной компрессии ультракоротких импульсов теоретически исследованы для ондуляторного ($V_{gr} > V_0$) и черенковского ($V_{gr} < 0$) механизмов индуцированного излучения как в оптическом, так и микроволновом диапазонах [5 – 7]. Тем не менее, экспериментальные исследования указанных эффектов не проводились. В частности, в СВЧ-

[1)e-mail: yalandin@iep.uran.ru

[2)Заметим, что генерация импульсов микроволнового сверхизлучения с мощностью, превосходящей мощность электронного пучка, была экспериментально продемонстрирована в [13, 14] в диапазонах сантиметровых и миллиметровых волн. Естественно, в таком процессе энергия электромагнитных импульсов остается меньше полной кинетической энергии электронного ансамбля.

диапазоне это обусловлено отсутствием источников достаточно коротких электромагнитных импульсов, длина которых была бы сравнима с кооперативной длиной. Однако разработка нового класса коротко-импульсных генераторов [12–15] на основе эффектов сверхизлучения (СИ) протяженных электронных сгустков позволила приступить к таким исследованиям. В данной работе описан эксперимент, в котором продемонстрирован эффект нелинейной компрессии импульсов СИ миллиметрового диапазона в процессе черенковского усиления квазистационарным электронным потоком. Для сравнения с экспериментом приведены результаты анализа в рамках простейшей теоретической модели, основанной на усредненном описании электронно-волнового взаимодействия, а также результаты прямого численного моделирования в рамках PIC кода KARAT.

2. В условиях черенковского синхронизма $\omega \approx \approx h(\omega)V_0$ (ω – центральная частота, h – продольное волновое число) процесс усиления короткого электромагнитного импульса

$$E_z = \mathrm{Re}\left\{E_z^s(\mathbf{r}_\perp)A(z,t)\exp(i\omega t - ihz)\right\}$$

стационарным электронным потоком при возбуждении собственной моды $E_z^s(\mathbf{r}_\perp)$ цилиндрического волновода, частично заполненного диэлектриком, может быть описан с помощью системы, состоящей из уравнения для медленно меняющейся амплитуды волны $A(z,t)$ и уравнений движения электронов [6, 7]:

$$\left[\frac{\partial}{\partial Z} + \frac{\partial}{\partial \tau}\right] a = \frac{1}{\pi}\int\limits_0^{2\pi} \exp[-i\theta] d\theta,$$

$$\frac{\partial^2 \theta}{\partial Z} = \left[1 + \nu \frac{\partial \theta}{\partial Z}\right]^{3/2} \mathrm{Re}(a \exp[i\theta]), \qquad (1)$$

$$a\big|_{Z=0} = a_0(\tau), \quad \theta\big|_{Z=0} = \theta_0 + r\cos(\theta_0 + \varphi(\tau)),$$

$$\theta_0 \in [0, 2\pi], \quad \left.\frac{\partial \theta}{\partial Z}\right|_{Z=0} = 0.$$

Здесь использованы следующие безразмерные переменные: $Z = Cz\omega/V_0$, $\tau = (t - z/V_0)/T_c$, $T_c = = (C\omega)^{-1}(1/\beta_{gr} - 1/\beta_0)$ – временной кооперативный масштаб, $a = eAE_z^s(R_0)/m\omega\gamma_0^3 V_0 C^2$ – нормированная амплитуда волны, R_0 – радиус инжекции электронов, $\theta = \omega t - hz$ – фаза электронов относительно волны, $\nu = 2C\gamma_0^2$, $\gamma_0 = (1 - \beta_0^2)^{-1/2}$. Параметр усиления C (параметр Пирса) может быть представлен в виде [7]

$$C = \left(\frac{eI_b}{m\omega^2\gamma_0^3}\frac{|E_z^s(R_0)^2}{N_s}\right)^{1/3},$$

где I_b – ток электронного пучка, N_s – норма рабочей моды волновода с диэлектрической вставкой (для моды TM_{01} см., например, [6]). При записи граничных условий предполагалось, что на вход в пространство взаимодействия $Z = 0$ поступает импульс с амплитудой a_0 и длительностью T, аппроксимируемый функцией $a(\tau) = a_0 \sin^2(\tau/T)$. Естественно, что на процесс усиления могут оказывать существенное влияние начальные флуктуации электронного пучка, развитие которых приводит к паразитной шумовой модуляции плотности с нескоррелированными по отношению к усиливаемому сигналу фазами. Для учета этого влияния на входе пространства взаимодействия помимо начального сигнала задавалась модуляция плотности электронного потока с постоянной амплитудой $r \ll 1$ и случайной по времени фазой $\varphi(\tau)$.

Моделирование процесса усиления коротких импульсов на основе уравнений (1) проводилось при параметрах, близких к экспериментальным. Предполагалось, что пространство взаимодействия усилителя представляет собой цилиндрический волновод радиусом 0.45 см с трубчатой диэлектрической вставкой из кварцевого стекла ($\varepsilon \sim 3.7$) толщиной 0.135 см и длиной 24 см. Поперечная структура поля соответствовала моде TM_{01} волновода: $E_z^s = I_0(\kappa_\perp R_0)$, где $\kappa_\perp = \sqrt{h^2 - \omega^2/c^2}$ – поперечное волновое число в вакуумном канале, $I_0(x)$ – модифицированная функция Бесселя. При энергии частиц 300 кэВ ($\gamma_0 = 1.6$), токе пучка 1 кА и радиусе инжекции 0.22 см параметр усиления составил $C \sim 0.1$ ($\nu \sim 0.5$). Соответственно, нормированная длина пространства взаимодействия $L \sim 25$.

На рис.1 показана эволюция пространственного распределения интенсивности излучения при подаче входного импульса с амплитудой $a_0 = 2$ и длительностью $T = 4$, который соответствует входному сигналу с пиковой мощностью $\sim$50 МВт и длительностью по полувысоте $\sim$300 пс. Уровень начальной шумовой модуляции плотности электронного потока $r = 0.007$ выбирался таким образом, чтобы в отсутствие входного сигнала интенсивность шумового излучения на выходе пространства взаимодействия $Z = L$ в соответствие с экспериментальными измерениями была порядка $\sim$30 МВт. Из рис.1 видно, что при поступательной скорости электронов, превышающей групповую скорость излучения, задний фронт входного импульса постоянно подпитывается электронами, не имеющими (с точности до шумовой компоненты) начальной модуляции. В результате в процессе взаимодействия на указанном фронте происходит существенно более быстрое нарастание амплитуды поля, чем в его центральной части, где рост

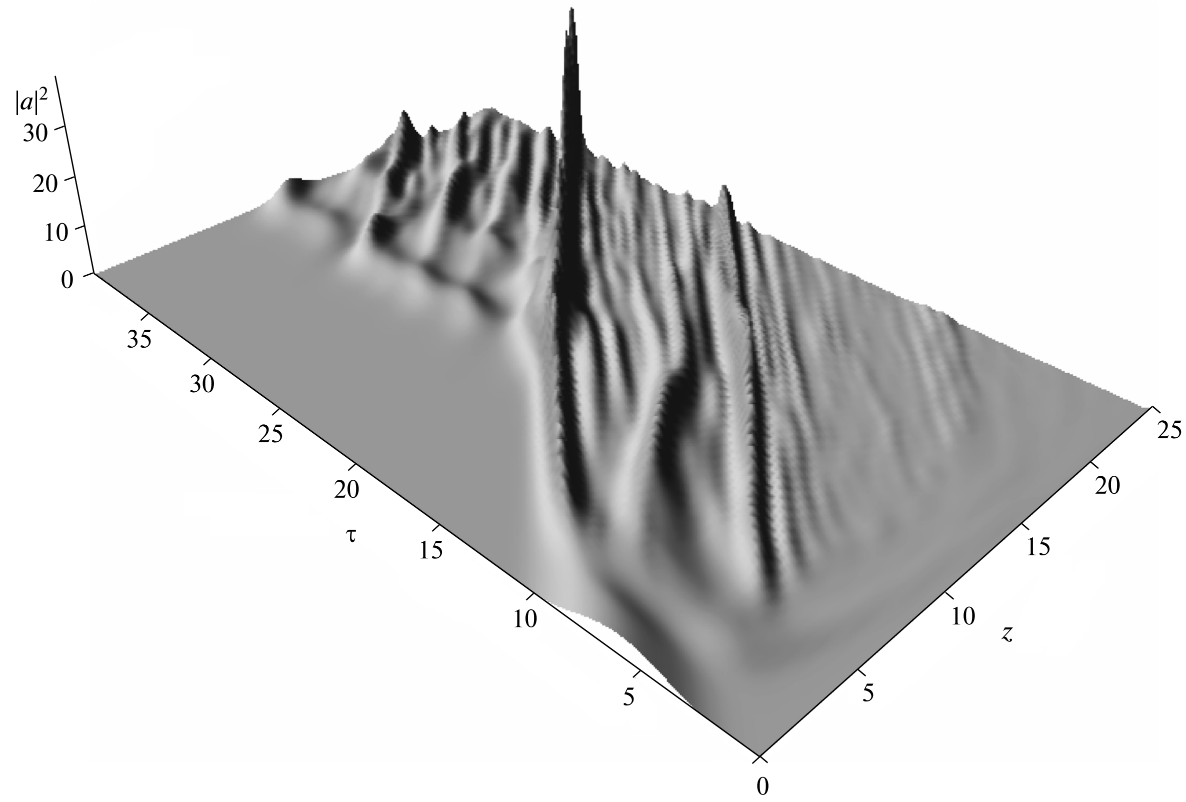

Рис.1. Пространственно-временная эволюция интенсивности усиливаемого микроволнового импульса при распространении вдоль стационарного электронного потока ($L = 25$, $a_0 = 2$, $T = 12$, $\nu = 0.5$, $r = 0.007$)

амплитуды ограничивается захватом электронов волной, характерным для усиления стационарных сигналов [11]. Пиковая мощность выходного излучения при выбранных параметрах моделирования примерно в 8 раз превышает мощность входного сигнала. Одновременно имеет место сокращение эффективной длительности импульса (в 4–5 раз по полувысоте). Заметим, что амплитуда входного сигнала в приведенном моделировании близка к амплитуде насыщения в режиме стационарного усиления, однако это не препятствует росту амплитуды поля на заднем фронте импульса.

Необходимо отметить, что в рамках усредненного описания не учитывалось влияние на процесс усиления дисперсионного расплывания волнового пакета, разброса скоростей электронного пучка, его пространственный заряд и т.п. Учет этих факторов проведен на основе PIC моделирования (код KARAT), подтверждающего возможность экспериментального наблюдения эффекта. Как следует из рис.2, при поступлении в систему входного сигнала с мощностью 50 МВт и длительностью 300 пс пиковая мощность выходного импульса после усреднения по периоду высокочастотных колебаний составляет около 210 МВт (коэффициент усиления ~ 4.2). Одновременно происходит существенное, до 80 пс, укорочение эффективной длительности электромагнитного импульса. В тех же условиях в отсутствие входного

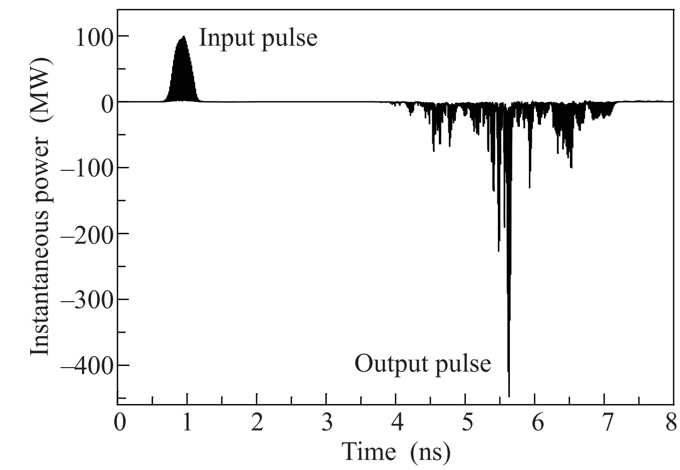

Рис.2. Входной и усиленный микроволновые импульсы при моделировании процесса черенковского усиления импульсов СИ на основе PIC-кода KARAT в условиях, близких к экспериментальным

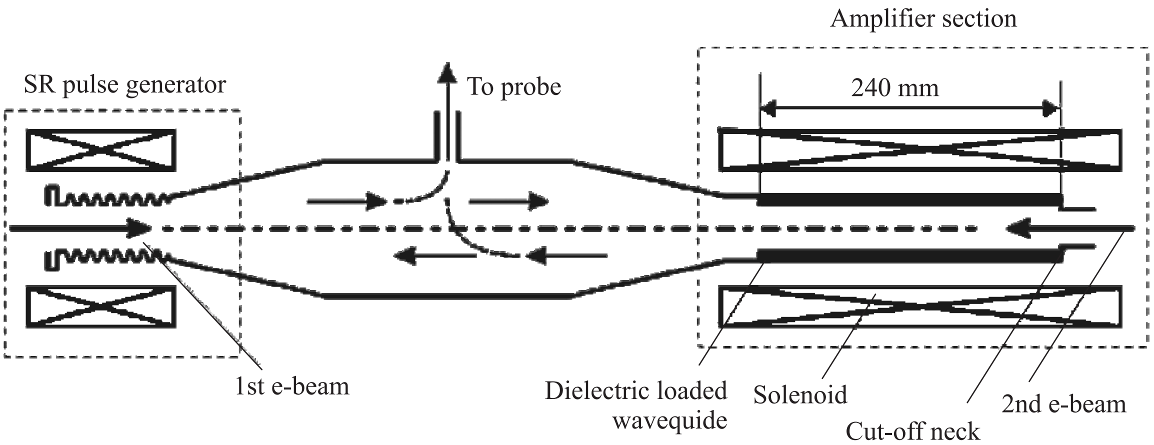

Рис.3. Принципиальная схема экспериментальной установки для наблюдения усиления ультракоротких импульсов, включающая генератор импульсов СИ, промежуточную измерительную секцию на базе сверхразмерного волновода и усилительный каскад в виде волновода, частично заполненного диэлектриком

сигнала излучение пучка имеет шумовой многоимпульсный характер с пиковой мощностью, не превышающей 30–40 МВт (на рисунке усилению собственных шумов соответствует широкий ~ 2 нс пьедестал). Заметим также что, согласно результатам моделирования, при увеличении длины пространства взаимодействия до 30 см достигается пиковая мощность ~ 350 МВт, превышающая мощность электронного потока [7].

3. Для экспериментальной реализации описанного выше механизма усиления импульсов сверхизлучения был создан стенд на базе двух сильноточных ускорителей РАДАН-303 [16, 17], синхронизованных с точностью 100–300 пс [18]. Принципиальная схема экспериментальной установки представлена на рис.3. Электронный пучок первого субнаносекундного ускорителя запитывал генератор 37 ГГц, 300 пс электромагнитных импульсов сверхизлучения [13, 14]. Для передачи импульса в усилительную секцию использовался сверхразмерный электродинамический тракт, в котором часть сигнала ответвлялась в детекторный канал для регистрации. В усилительной секции импульс СИ испытывал отражение от волноводного закритического сужения, расположенного с катодного конца усилительной секции. В момент отражения падающего импульса в пространство взаимодействия инжектировался относительно протяженный (до 2.5 нс) электронный пучок от второго ускорителя. Поступательная скорость электронов $0.7c$ соответствовала выполнению в диапазоне 37 ГГц условия черенковского синхронизма с замедленной волной, распространяющейся в волноводе с диэлектрической вставкой. При этом скорость частиц в 1.3 раза превышала групповую скорость излучения. В результате в данной секции обеспечивалось необходимое смешение короткого электромагнитного импульса относительно электронного потока. На обратном проходе через диагностическую секцию усиленный сигнал регистрировался детектором. При этом интервал между входным и выходным импульсами составлял ~ 8 нс, что было достаточным для временного разделения сигналов на экране осциллографа.

Для регистрации субнаносекундных микроволновых импульсов (входного, а затем – усиленного) в диагностической секции, представлявшей собой цилиндрический волновод с отверстием связи, применялся калиброванный германиевый детектор. Диапазон измеряемой пиковой мощности составлял от десятков мегаватт до одного гигаватта. Для записи осциллограмм сигналов с датчиков ускоряющего напряжения, тока пучка и детектора СВЧ-импульсов использовался широкополосный цифровой осциллограф реального времени с полосой регистрации 15 ГГц и переходной характеристикой ~ 30 пс. На подготовительной стадии эксперимента была проведена калибровка ослабления кабельных трактов "детектор-осциллограф" при различной длительности огибающих сигналов, соответствующих входным и усиленным СВЧ-импульсам.

В качестве источника входного излучения использовался короткоимпульсный генератор, основанный на эффекте сверхизлучения субнаносекундного электронного пучка, частицы которого синхронно взаимодействуют с пространственной гармоникой "обратной" волны, распространяющейся в периодической замедляющей системе навстречу пучку (см. подробнее [13, 14]). На рис.4а представлена огибающая типичного входного импульса СИ с длительностью ~ 300 пс. Пиковая мощность импульсов СИ могла регулироваться путем независимого варьирования

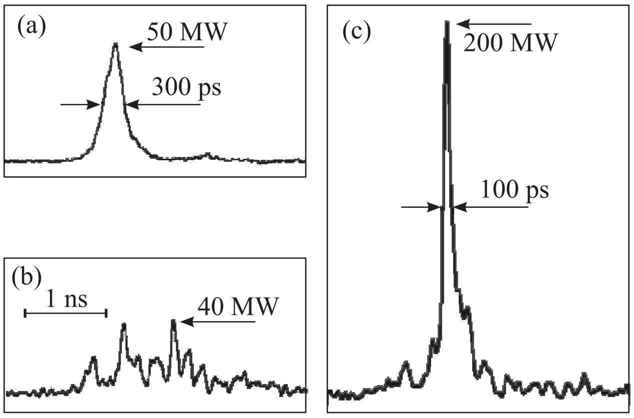

Рис.4. Огибающие СВЧ сигналов, полученные с учетом нелинейности вольт-ваттной калибровки детектора, коэффициента передачи измерительной секции и ослабления кабельного тракта детектора: (a) – типичный импульс СИ с длительностью ~ 300 пс, обеспечивающий мощность на входе усилителя ~ 50 МВт; (b) – сигнал на выходе в режиме усиления собственных шумов электронного пучка (~ 40 МВт); (c) – усиленный импульс с длительностью ~ 100 пс и мощностью ~ 200 МВт

трех параметров – длительности и амплитуды ускоряющего импульса, а также величины фокусирующего магнитного поля [19]. Особенности распространения микроволнового импульса в переходной измерительной секции исследовались, как экспериментально методом рефлектометрии (то есть последовательной регистрации падающего и отраженного импульсов), так и путем моделирования на базе кода КАРАТ. На основе полученных данных была проведена оценка коэффициента ослабления мощности входного сигнала, который для импульсов длительностью ~ 300 пс составил 0.4. Таким образом, при пиковой мощности сигнала на выходе задающего генератора ~ 130 МВт расчетная мощность на входе в усилительную секцию не превышала 50 МВт (рис.4a). Основной причиной снижения мощности является наличие паразитных отражений от неоднородностей электродинамического тракта. При уровне мощности падающего импульса 0.3–0.5 ГВт были вероятны пробои в канале транспортировки [20].

В отсутствие входного импульса СИ в усилительной секции реализовался режим усиления собственных шумов. Шумовое излучение (рис.4b) имело хаотический, нерегулярный характер и по общей длительности $\sim 2-2.5$ нс соответствовало длительности токового импульса. Уровень собственных усиленных шумов был порядка 30–40 МВт. При подаче входного импульса в усилительную секцию на выходе на фоне шумового излучения регистрировались мощные единичные ультракороткие импульсы с длительностью, не превышающей 100 пс (рис.4c). Пиковая мощность выходного излучения при уровне входного падающего импульса ~ 50 МВт составила ~ 190 МВт, что соответствует коэффициенту усиления по мощности ~ 3.8. Одновременно с усилением имело место не менее чем 3-кратное укорочение эффективной длительности электромагнитного импульса. Необходимо отметить, что при уменьшении мощности входного сигнала в соответствии с теоретическим анализом были получены несколько большие значения коэффициентов усиления.

4. Таким образом, в проведенных экспериментах продемонстрировано усиление электромагнитных импульсов при распространении вдоль квазистационарных электронных потоков, которое сопровождалось значительным укорочением (нелинейной компрессией) длительности импульсов. Следует, однако, отметить, что к настоящему времени пиковая мощность генераторов импульсов СИ превышает гигаваттный уровень [13, 14]. Для эффективного усиления подобных импульсов в усилительном каскаде должен использоваться сильноточный электронный пучок с мощностью, существенно превышающей мощность пучка в генераторе импульсов СИ. Например, используя ленточный электронный пучок 20 ГВт [21] и импульс СИ гигаваттного уровня мощности в качестве начального сигнала, можно обеспечить более чем десятикратное увеличение пиковой мощности (см. подробнее [7]). В проведенном эксперименте мощность электронных пучков в обоих каскадах была сравнима, соответственно данный эксперимент следует квалифицировать как демонстрационный. Тем не менее, уже на настоящем этапе длительность наблюдаемых субгигаваттных импульсов порядка 100 пс на полувысоте является рекордной для миллиметрового диапазона и соответствует 3–4 периодам высокочастотного заполнения. Заметим также, что данный эксперимент может стимулировать аналогичные исследования в оптическом и ИК диапазонах в разрабатываемых сейчас усилительных схемах лазеров на свободных электронах [22].

Следует в заключение обратить внимание на еще одну привлекательную возможность нелинейной компрессии (самосжатия) электромагнитных импульсов в процессе резонансного циклотронного поглощения электронным потоком (плазмой). Подобный процесс может рассматриваться как классический аналог эффектов, возникающих при распространении коротких световых импульсов в неинвертированной двухуровневой среде [23].

Работа выполнялась при поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (гранты # 08-

02-01059-а и # 08-02-00183), а также Программы Президиума РАН "Проблемы физической электроники, пучков заряженных частиц, генерации электромагнитного излучения в системах большой мощности".

1. И. А. Полуэктов, Ю. М. Попов, В. С. Ройтберг, УФН, **114**, 7 (1974).
2. В. Е. Захаров, Письма в ЖЭТФ **32**, 603 (1980).
3. N. A. Yampolsky, V. M. Malkin, and N. J. Fish, Phys. Rev. E **69**, 036401 (2004).
4. А. А. Балакин, Д. В. Карташов, А. М. Киселев и др, Письма в ЖЭТФ **80**, 15 (2004).
5. T-B. Zhang and T. C. Marshall, Phys. Rev. Lett. **74**, 916 (1995).
6. Н. С. Гинзбург, И. В. Зотова, Письма в ЖТФ **25**(20), 25 (1999).
7. В. Р. Барышев, Н. С. Гинзбург, И. В. Зотова и др., ЖТФ **79**, 105 (2009).
8. В. Р. Барышев, Н. С. Гинзбург, И. В. Зотова, А. С. Сергеев, Письма в ЖЭТФ **87**, 150 (2008).
9. А. В. Андреев, В. И. Емельянов, Ю. А. Ильинский, УФН **131**, 653 (1980).
10. R. Bonifacio, B. W. J. McNeil, and P. Pierini, Phys. Rev. A **40**, 4467 (1989).
11. Л. А. Вайнштейн, В. А. Солнцев, *Лекции по сверхвысокочастотной электронике*, М.: Сов.радио, 1973.
12. Н. С. Гинзбург, И. В. Зотова, А. С. Сергеев, Письма в ЖЭТФ **60**, 501 (1994).
13. А. А. Ельчанинов, С. Д. Коровин, В. В. Ростов и др., Письма в ЖЭТФ **77**, 313 (2003).
14. S. D. Korovin, A. A. Eltchaninov, V. V. Rostov et al., Phys. Rev. E **74**, 016501 (2006).
15. А. Г. Реутова, М. Р. Ульмаскулов, А. К. Шарыпов и др., Письма в ЖЭТФ **82**, 295 (2005).
16. G. A. Mesyats, S. D. Korovin, V. V. Rostov et al., Proc. of the IEEE **92**, 1166 (2004).
17. G. G. Denisov, N. S. Ginzburg, V. G. Shpak et al., IEEE Trans. on Plasma Sci. **34**, 1777 (2006).
18. М. И. Яландин, В. Г. Шпак, ПТЭ **3**, 5 (2001).
19. M. I. Yalandin, G. A. Mesyats, V. V. Rostov et al., IEEE Trans. on Plasma Sci. **36**, 2604 (2008).
20. M. I. Yalandin, A. G. Reutova, K. A. Sharypov et al., *Digest of 17 IEEE Int. Pulsed Power Conf.* (PPC2009), USA, 2009, p.476.
21. A. V. Arzhannikov et al., Appl. Phys. Lett. **72**, 1657 (1992).
22. C .Sung, S. Ya. Tochitsky, S. Reiche et al., Phys. Rev. ST Accel. Beams **9**, 120703 (2006).
23. H. M. Gibbs and R. E. Slusher, Appl. Phys. Lett. **18**, 505 (1971).