

УДК 537.86+621.385.6.029.6

## ЭФФЕКТЫ УСИЛЕНИЯ, КОМПРЕССИИ И САМОИНДУЦИРОВАННОЙ ПРОЗРАЧНОСТИ ПРИ РАСПРОСТРАНЕНИИ УЛЬТРАКОРОТКИХ ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫХ ИМПУЛЬСОВ ВДОЛЬ КВАЗИСТАЦИОНАРНЫХ ЭЛЕКТРОННЫХ ПОТОКОВ

*Н. С. Гинзбург*<sup>1</sup>, *И. В. Зотова*<sup>1</sup>, *А. С. Сергеев*<sup>1</sup>, *Е. Р. Кочаровская*<sup>1</sup>, *М. И. Яландин*<sup>2</sup>,  
*С. А. Шунайлов*<sup>2</sup>, *К. А. Шарыпов*<sup>2</sup>, *Н. М. Рыскин*<sup>3</sup>

<sup>1</sup> Институт прикладной физики РАН, г. Нижний Новгород;

<sup>2</sup> Институт электрофизики УрО РАН, г. Екатеринбург;

<sup>3</sup> Саратовский госуниверситет, г. Саратов, Россия

Исходя из аналогии с когерентным взаимодействием коротких в масштабе релаксационных времён световых импульсов с инвертированными, т. е. активными, и неинвертированными, т. е. пассивными, двухуровневыми квантовыми системами исследована возможность реализации эффектов нестационарного усиления, самоиндуцированной прозрачности и компрессии импульсов электромагнитного излучения микроволнового диапазона при их распространении вдоль квазистационарных электронных потоков. Рассмотренная аналогия имеет не только общезначимое, но и практическое значение, т. к. на её основе может быть реализован ряд практически интересных режимов трансформации коротких импульсов, в т. ч. импульсов микроволнового сверхизлучения. Приведено описание первых экспериментов по наблюдению нестационарного усиления при взаимодействии импульса с электронным потоком в волноводе с диэлектрической вставкой, в которых получены импульсы с субгигаваттными пиковыми мощностями на несущей длине волны 8 мм с уникально короткими длительностями менее 100 пс.

### ВВЕДЕНИЕ

В оптике неоднократно исследовались, как теоретически, так и экспериментально, эффекты, возникающие при генерации, усилении и распространении коротких в масштабе релаксационных времён световых импульсов в двухуровневых инвертированных, т. е. активных, и неинвертированных, т. е. пассивных, средах [1–6]. К числу наиболее известных относятся явления сверхизлучения [1, 2], самоиндуцированной прозрачности [3, 4] и компрессии импульсов [5, 6]. Очевидно, что аналогичные эффекты могут возникать при взаимодействии с электромагнитным излучением сгустков и пучков классических электронов. При этом относительная простота наблюдения указанных явлений для ансамблей классических электронов по сравнению с их регистрацией в квантовых системах обусловлена малым влиянием релаксационных процессов. В электронике сверхвысоких частот (СВЧ) эти процессы могут быть вызваны электрон-электронными или электрон-ионными столкновениями, но в экспериментально реализуемых условиях соответствующие времена существенно превосходят времена развития неустойчивостей.

В последние годы достигнут значительный прогресс в создании источников импульсов излучения СВЧ диапазона на основе эффектов сверхизлучения электронных сгустков [2, 7–15]. Генерируемые за счёт такого механизма импульсы отличаются рекордно высокой гигаваттной пиковой мощностью и ультракороткой субнаносекундной длительностью [12–15]. Поэтому, исходя из отмеченной выше аналогии, становится актуальным исследование эффектов самоиндуцированной прозрачности, нестационарного усиления и компрессии при распространении импульсов сверхизлучения вдоль электронных потоков.

В качестве классического аналога резонансных эффектов, возникающих при распространении световых импульсов в неинвертированных средах, может рассматриваться циклотронное взаимодействие импульсов излучения микроволнового диапазона с холодной плазмой или первоначально прямолинейным электронным потоком в области нормального эффекта Доплера. В этом случае, при определённой мощности входного сигнала, циклотронное поглощение сменяется эффектом самоиндуцированной прозрачности, когда начиная с некоторого пройденного расстояния импульс распространяется в среде практически без изменения, формируя солитон, амплитуда и длительность которого жёстко связаны со скоростью распространения [16, 17]. В определённых условиях этот процесс сопровождается значительной,  $2\div 3$ -кратной, компрессией начального импульса, что представляет определённый практический интерес в качестве метода получения ультракоротких импульсов излучения микроволнового диапазона с мультитигаваттной пиковой мощностью.

Следует отметить, что поступательное движение электронного потока вносит определённую специфику в процесс распространения солитонов. В частности, при циклотронном взаимодействии со встречным электронным потоком возможно существенное замедление импульса вплоть до полной его остановки и формирования неподвижного солитона. В настоящее время остановка импульсов электромагнитного поля оптического диапазона привлекает значительное внимание [18–22] в связи с исследованиями эффекта фотоиндуцированной прозрачности, при котором под воздействием волны накачки внутри одной из линий резонансного поглощения трёхуровневой квантовой системы образуется спектральное окно прозрачности для сигнальной волны. При этом групповая скорость последней может быть существенно меньше скорости света. В работах [23, 24] рассмотрен классический аналог описанного эффекта, реализующийся в магнитоактивной плазме и также приводящий к значительному замедлению сигнальной электромагнитной волны при наличии мощной волны накачки. Однако, в случае встречного движения нелинейной резонансной среды, в данном случае электронного пучка, остановка импульса электромагнитного поля может происходить за счёт более простых однофотонных процессов [17].

Обращаясь к эффектам усиления, заметим, что в лазерных активных средах выделяют два режима [5]. В одном из них длительность входного импульса существенно превышает релаксационные времена, и он описывается балансными уравнениями. В альтернативном случае коротких импульсов реализуется режим когерентного взаимодействия, отличный по своим характеристикам от традиционного балансного режима. В классической электронике, подобно лазерным средам, усиление коротких импульсов электромагнитного поля с длительностями порядка  $10\div 15$  периодов высокочастотных колебаний [25–28] также принципиально отличается от усиления монохроматических сигналов [29]. Короткий импульс в условиях, когда его групповая скорость отлична от поступательной скорости электронов, смещается по электронному потоку и последовательно отбирает кинетическую энергию у различных фракций электронов, не имеющих, с точностью до шумовой компоненты, модуляции по энергии и плотности частиц. При этом пиковая мощность импульса может существенно превышать уровень насыщения усиления монохроматических сигналов, обусловленный захватом электронов волной, смещением электронов в ускоряющую фазу поля и т. п. В принципе, пиковая мощность выходного сигнала может даже превысить мощность электронного потока [25]. Одновременно увеличение пиковой мощности сопровождается существенным укорочением эффективной длительности импульса. Впервые нестационарное усиление СВЧ импульса с одновременным укорочением наблюдалось экспериментально в [28] при его черенковском взаимодействии с электронным потоком в волноводе, частично заполненном диэлектриком. В результате в 8-миллиметровом диапазоне были получены импульсы с субгигаваттными пиковыми мощностями и с уникально короткой длительностью менее 100 пс.

Данная статья представляет собой краткий обзор результатов теоретических и начальных экспериментальных исследований эффектов, возникающих при распространении и усилении ультра-

коротких импульсов электромагнитного поля в электронных потоках. В разделе 1 в простейшем случае однородного уширения линии описаны эффекты когерентного усиления, самоиндуцированной прозрачности и самокомпрессии лазерных импульсов. В разделе 2 исследованы классические аналоги указанных эффектов, возникающие при распространении импульсов микроволнового диапазона вдоль электронных потоков в условиях циклотронного поглощения в области нормального эффекта Доплера. Рассмотрено взаимодействие как с попутным, так и со встречным электронным потоком, проведена оценка возможности компрессии импульсов сверхизлучения с гигаваттными пиковыми мощностями на основе указанного механизма. В случае встречного распространения волны и электронного пучка показана возможность замедления входного импульса вплоть до его полной остановки и формирования неподвижного солитона. В разделе 3 приведены результаты теоретического исследования эффектов усиления коротких электромагнитных импульсов. В методическом плане к квантовому прототипу наиболее близок циклотронный механизм взаимодействия в условиях аномального эффекта Доплера [2], поскольку в этом случае электронный поток описывается двумя переменными аналогично тому, как усиление в квантовых средах описывается уравнениями Блоха для инверсии и поляризации. Вместе с тем эффекты нестационарного усиления реализуются и для более практически значимых механизмов электронно-волнового взаимодействия, основанных на инерционной группировке частиц, например черенковский, ондуляторный, циклотронный в условиях нормального эффекта Доплера, в которых для описания электронного потока требуется усреднение по начальным фазам вращения электронов. Ниже этот случай исследован на примере черенковского механизма взаимодействия в волноводе с диэлектрической вставкой, для которого также представлены результаты первых экспериментов по наблюдению нестационарного усиления и компрессии импульсов сверхизлучения.

## 1. КОГЕРЕНТНОЕ РЕЗОНАНСНОЕ ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ УЛЬТРАКОРОТКИХ СВЕТОВЫХ ИМПУЛЬСОВ С ИНВЕРТИРОВАННЫМИ И НЕИНВЕРТИРОВАННЫМИ ДВУХУРОВНЕВЫМИ СИСТЕМАМИ

Для большинства лазерных сред длительности генерируемых и усиливаемых импульсов  $T$  превосходят время фазовой релаксации  $T_2$ . Взаимодействие излучения с активной средой в этом случае носит некогерентный характер и описывается балансными уравнениями [5]. В обратном случае  $T < T_2$  реализуется так называемое когерентное взаимодействие [1–6]. В этих условиях поляризация среды не пропорциональна текущему значению амплитуды поля, как в балансном приближении, а определяется полем в предшествующие моменты времени. В результате в неинвертированных средах реализуются эффекты самоиндуцированной прозрачности и компрессии импульсов. В инвертированных средах при усилении импульсов в идеальном случае может быть извлечена вся запасённая в среде энергия, а не её половина, как в некогерентном случае.

Эволюция входного импульса в среде, состоящей из двухуровневых квантовых систем, в условиях когерентного взаимодействия описывается уравнениями Максвелла–Блоха для медленно меняющейся амплитуды поля, поляризации и разности населённостей, см., например, [2]. В случае однородного уширения линии указанная система уравнений может быть представлена в виде

$$\frac{\partial a}{\partial Z} + \frac{\partial a}{\partial \tau} = i\hat{P}, \quad \left( \frac{\partial}{\partial \tau} + \Gamma_2 \right) \hat{P} = -ina, \quad \left( \frac{\partial}{\partial \tau} + \Gamma_1 \right) n = -\text{Im}(a\hat{P}^*), \quad (1)$$

где  $\tau = \omega_c t$ ,  $Z = \omega_c z/c$ ,  $a = A\sqrt{I}/(2\pi dN_0)$  и  $\hat{P} = \mathcal{P}/(dN_0)$  — безразмерные амплитуды поля и поляризации среды,  $n = N/N_0$  — инверсия населённостей,  $I = \omega_c^2/\omega_0^2$ ,  $\omega_0$  — частота перехода меж-

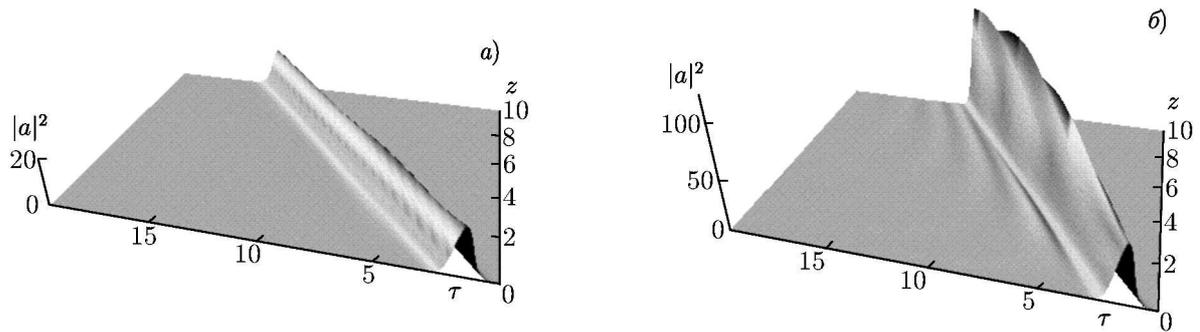


Рис. 1. Эффекты самоиндуцированной прозрачности (а) и самокомпрессии (б) ультракоротких лазерных импульсов, возникающие при их распространении в среде, состоящей из неинвертированных, т. е. пассивных, двухуровневых систем. В случае (а) площадь входного импульса, т. е. угол поворота вектора Блоха, равна  $1,8\pi$ , в случае (б) —  $2,8\pi$

ду квантовыми уровнями активного центра,  $\omega_c = \sqrt{2\pi d^2 N_0 \omega_0 / \hbar}$  — кооперативная частота в среде с концентрацией активных центров  $N_0$ ,  $d$  — дипольный момент перехода,  $\Gamma_l = 1/(\omega_c T_l)$  — безразмерные скорости релаксации инверсии и поляризации,  $l = 1, 2$ ,  $\tilde{c}$  — скорость света в вакууме.

Характер эволюции входного импульса в неинвертированной среде при  $n(\tau = 0) = -1$  зависит от «площади» импульса  $\theta = \int_{-\infty}^{+\infty} a \, d\tau$ , которая определяет угол поворота вектора Блоха [4]. Для значений  $\theta < \pi$  имеет место поглощение входного импульса. В случае  $\pi < \theta < 3\pi$  реализуется эффект самоиндуцированной прозрачности (рис. 1а), когда входной импульс трансформируется в солитон с площадью  $2\pi$ , который далее распространяется практически без изменения своих параметров, т. е. формируется стационарный  $2\pi$ -импульс [3, 4]. При этом передний фронт импульса инвертирует среду, а задний фронт снимает инверсию.

Для нахождения формы огибающей солитона представим поле, инверсию и поляризацию в уравнениях (1) как функции одной переменной  $\zeta = Z - U\tau$ , где  $U$  — скорость солитона. Тогда при  $\Gamma_1 = \Gamma_2 = 0$  стационарное решение (1) даётся формулой

$$|a(Z, \tau)| = 2 \sqrt{\frac{U}{1-U}} \operatorname{ch} \left[ \frac{2(Z - U\tau)}{\sqrt{U(1-U)}} \right]. \quad (2)$$

Из (2) следует, что амплитуда и длительность солитона жёстко связаны с его скоростью, которая, в свою очередь, определяется начальными параметрами входного импульса и может быть найдена из решения начальной задачи.

Мощные импульсы с площадью  $2\pi < \theta < 3\pi$  по мере превращения в  $2\pi$ -импульс существенно сокращаются по длительности и растут по амплитуде [6], т. е. имеет место эффективная компрессия лазерных импульсов в резонансной поглощающей среде, которая максимальна при  $\theta \approx 3\pi$ , см. рис. 1б. При площади входного импульса, превышающей  $3\pi$ , формируются многосолитонные решения.

В случае распространения исходного импульса в инвертированной среде с  $n(\tau = 0) = 1$  реализуется его усиление, см. рис. 2а, сопровождающееся существенным уменьшением его длительности. При этом по мере распространения световой импульс переводит все частицы на нижний уровень, см. рис. 2б, а не выравнивает населённости верхнего и нижнего уровней, как в случае некогерентного взаимодействия. В пренебрежении релаксацией, т. е. при  $\Gamma_1 = \Gamma_2 = 0$ , уравнения (1) заменой  $P = \sin \Phi$ ,  $n = \cos \Phi$ ,  $a = \partial \Phi / \partial \tau$  сводятся к хорошо известному уравнению синус-Гордона, см., например, [30, 31]:

$$\frac{\partial}{\partial \tau} \left( \frac{\partial \Phi}{\partial Z} + \frac{\partial \Phi}{\partial \tau} \right) = \sin \Phi. \quad (3)$$

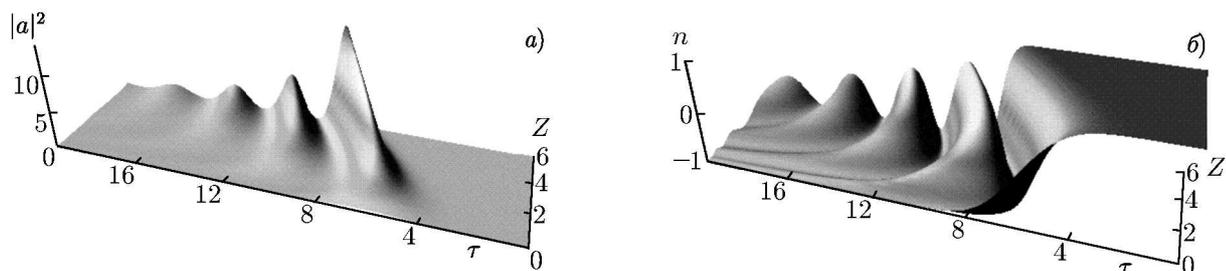


Рис. 2. Усиление короткого в масштабе релаксационных времён лазерного импульса в среде, состоящей из инвертированных двухуровневых систем. Показаны пространственно-временное распределение интенсивности излучения (а) и инверсии населённостей (б)

Это уравнение имеет автомодельное решение  $\Phi = \Phi(\xi)$ ,  $\xi = \tau(Z - \tau)$ , согласно которому амплитуда усиливаемого светового импульса по мере распространения линейно растёт, а протяжённость линейно сокращается.

## 2. ЭФФЕКТЫ, ВОЗНИКАЮЩИЕ ПРИ РАСПРОСТРАНЕНИИ УЛЬТРАКОРОТКИХ ИМПУЛЬСОВ ЭЛЕКТРОМАГНИТНОГО ПОЛЯ В ЭЛЕКТРОННЫХ ПОТОКАХ В УСЛОВИЯХ РЕЗОНАНСНОГО ЦИКЛОТРОННОГО ПОГЛОЩЕНИЯ

В качестве классических аналогов эффектов самоиндуцированной прозрачности могут рассматриваться явления, возникающие в условиях циклотронного резонанса при взаимодействии коротких импульсов электромагнитного поля с магнитонаправляемыми электронными потоками, у которых отсутствует начальная вращательная скорость — пучками невозбуждённых классических осцилляторов [16, 17]. В области нормального эффекта Доплера, т. е. когда  $\beta_{\text{ph}}^{-1}\beta_0 < 1$ , где  $V_0 = \beta_0 c$  — поступательная скорость частиц,  $V_{\text{ph}} = \beta_{\text{ph}} c$  — фазовая скорость излучения, такие электронные потоки могут рассматриваться как аналоги сред, состоящих из неинвертированных, т. е. пассивных, двухуровневых систем.

В принципе, эффекты самоиндуцированной прозрачности должны наблюдаться при произвольных углах распространения электромагнитного импульса по отношению к направлению однородного магнитного поля. В [16] исследован простейший случай поперечного относительно направления магнитного поля распространения импульса электромагнитного поля в холодной замагниченной плазме. Ниже исследуются случаи попутного и встречного распространения входного импульса относительно электронного пучка, направляемого магнитным полем  $\mathbf{H} = z_0 H_0$ .

Будем предполагать, что электромагнитное поле представляет собой импульс, распространяющийся в волноводе вдоль электронного пучка и имеющий электрическое поле

$$\mathbf{E} = \text{Re}[\mathbf{E}^s(\mathbf{r}_\perp)A(z, t) \exp(i\omega t \mp ihz)], \quad (4)$$

где  $A(z, t)$  — медленно меняющаяся амплитуда,  $\mathbf{E}^s(\mathbf{r}_\perp)$  — функция, задающая поперечную структуру поля, совпадающую с одной из мод круглого волновода. Взаимодействие происходит в условиях циклотронного резонанса, т. е. при

$$\omega \mp hV_0 \approx \omega_H, \quad (5)$$

где  $\omega_H = eH_0/(mc\gamma)$  — гирочастота,  $\gamma$  — релятивистский масс-фактор. Верхний знак в (5) и далее соответствует попутному распространению волны и электронного потока, а нижний — встречному.

Изменения энергии  $\varepsilon = mc^2\gamma$  и продольного импульса  $p_{\parallel}$  электронов связаны интегралом движения  $\beta_{\text{ph}}^{-1}\varepsilon \mp p_{\parallel} = \text{const}$ , который, как известно [32], является следствием законов сохранения полных энергии и импульса системы «электрон+волна» в элементарном акте излучения или поглощения электромагнитного кванта. С учётом этого интеграла усреднённое движение электронов в поле излучения может быть описано одним комплексным уравнением для поперечного импульса  $\hat{p}_+ = (p_x + ip_y) \exp(i\omega t \mp ihz)/(mc\gamma_0\beta_0)$  [33]:

$$\frac{\partial \hat{p}_+}{\partial \hat{z}} + \frac{1}{\beta_0} \frac{\partial \hat{p}_+}{\partial \hat{t}} + i\hat{p}_+ + \frac{\Delta + \mu |\hat{p}_+|^2}{1 \pm b |\hat{p}_+|^2} = \frac{\hat{a}}{1 \pm b |\hat{p}_+|^2}, \quad (6a)$$

где  $\hat{t} = \omega t$ ,  $\hat{z} = \omega z/c$ ,  $\hat{a} = iAE_s(R_0)(1 \mp \beta_{\text{ph}}^{-1}\beta_0)/(mc\omega\beta_0^2)$ ,  $\mu = \beta_0(1 - \beta_{\text{ph}}^{-2})/[2(1 \mp \beta_{\text{ph}}^{-1}\beta_0)]$  — параметр неизохронности,  $b = \beta_{\text{ph}}^{-1}\beta_0/[2(1 \mp \beta_{\text{ph}}^{-1}\beta_0)]$  — параметр, характеризующий величину и знак изменения продольного импульса электронов  $\hat{p}_{\parallel} = p_{\parallel}/(mc\gamma_0\beta_0) = 1 \mp b |\hat{p}_+|^2$ ,  $\Delta = (1 \mp \beta_{\text{ph}}^{-1}\beta_0 - \omega_{H_0}/\omega)\beta_0$  — начальная расстройка циклотронного резонанса на несущей частоте. Уравнение движения должно быть дополнено уравнением возбуждения для амплитуды волны, которое в пренебрежении дисперсией имеет вид

$$\frac{\partial \hat{a}}{\partial \hat{z}} \pm \frac{1}{\beta_{\text{gr}}} \frac{\partial \hat{a}}{\partial \hat{t}} = \mp G \frac{\hat{p}_+}{1 \pm b |\hat{p}_+|^2}. \quad (6b)$$

Здесь  $G$  — параметр тока, который при взаимодействии с  $\text{TE}_{mn}$ -волной круглого волновода может быть записан как

$$G = 4 \frac{eI_b}{mc^3} \frac{(1 - \beta_{\text{ph}}^{-1}\beta_0)}{\gamma_0\beta_{\text{ph}}^{-1}\beta_{\perp 0}^4} \frac{J_{m-1}^2(\kappa R_0)}{(\nu_n^2 - m^2) J_m^2(\nu_n)},$$

где  $I_b$  — ток электронного пучка,  $R_0$  — радиус инжекции электронов,  $\kappa = \nu_n/R$ ,  $R$  — радиус волновода,  $\nu_n$  —  $n$ -й корень уравнения  $J'_m(\nu) = 0$ ,  $J_m(x)$  — функция Бесселя.

Важным параметром в (6) является параметр неизохронности  $\mu$ . Неизохронность осцилляторов в данном случае обусловлена зависимостью гирочастоты от энергии [34], которая при взаимодействии с бегущими волнами частично компенсируется эффектом отдачи, обусловленным изменением поступательного импульса электронов в процессе излучения или поглощения. В случае, когда фазовая скорость волны равна скорости света, т. е. в случае авторезонанса [32], имеет место полная компенсация, так что  $\mu = 0$  и электроны ведут себя как линейные осцилляторы [35]. Для реализации описанных ниже эффектов самоиндуцированной прозрачности принципиальным фактором является отличие от нуля параметра неизохронности  $\mu$ , т. е. рассматриваемые эффекты реализуются вне области авторезонанса.

## 2.1. Самоиндуцированная прозрачность и компрессия импульсов электромагнитного поля при их взаимодействии с попутным электронным потоком

В предположении, что плотности тока малы, т. е.  $G \ll 1$ , и при ненулевом значении параметра неизохронности  $\mu$  уравнения (6) в случае взаимодействия с попутным электронным потоком могут быть приведены к следующей форме, содержащей минимальное число независимых параметров:

$$\frac{\partial a}{\partial Z} \pm \frac{\partial a}{\partial \tau} = -p, \quad \frac{\partial p}{\partial Z} + ip(\delta + |p|^2) = a, \quad (7)$$

где  $p = \hat{p}_+\mu^{1/2}G^{-1/4}$ ,  $a = \hat{a}\mu^{1/2}G^{-3/4}$ ,  $\delta = \Delta G^{-1/2}$ . 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 (7) использованы

$$\tau = \sqrt{G} (\hat{t} - \hat{z}/\beta_0) |\beta_{\text{gr}}^{-1} - \beta_0^{-1}|^{-1}, \quad Z = \sqrt{G} \hat{z}.$$

В новых переменных знак «+» в уравнении (7) для амплитуды поля соответствует случаю, когда невозмущённая поступательная скорость электронов превосходит групповую скорость волны, т. е.  $\beta_0 > \beta_{\text{gr}}$ , а знак «-» — противоположному случаю, когда  $\beta_0 < \beta_{\text{gr}}$ . Далее для определённости предположим  $\beta_0 > \beta_{\text{gr}}$ . Результаты в случае  $\beta_0 < \beta_{\text{gr}}$  могут быть получены путём замены  $\tau$  на  $-\tau$ . Заметим, что уравнение неизохронного осциллятора, описывающее движение электронов в (7), широко используется в теории мазеров на циклотронном резонансе [33, 34]. Основное отличие рассматриваемой здесь модели от традиционных моделей таких устройств состоит в предположении об отсутствии у электронов начальной вращательной скорости:

$$p(Z = 0) = 0.$$

В результате резонансная среда описывается одним комплексным уравнением для поперечного импульса и усреднения по фазам циклотронного вращения не требуется.

Представленные на рис. 3 результаты моделирования уравнений (7) подтверждают качественную аналогию с эффектами, возникающими при распространении оптического импульса в среде, состоящей из неинвертированных двухуровневых систем [3–6]. При подаче на вход системы, соответствующий  $Z = 0$ , импульса с достаточно малой амплитудой и длительностью происходит его затухание, обусловленное обычным циклотронным поглощением, рис. 3а. При этом имеет место квазипериодическая перекачка энергии импульса в энергию циклотронных осцилляций частиц, что является аналогом осцилляций инверсии населённостей с частотой Раби [4]. При увеличении амплитуды и длительности входного импульса поглощение сменяется эффектом самоиндуцированной прозрачности, когда входной импульс распространяется без затухания, см. рис. 3б, 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 в процессе формирования солитона происходит нелинейная компрессия импульса, см. рис. 3в. При оптимальном значении расстройки  $\delta = 2$  амплитуда входного импульса возрастает примерно в 1,5 раза, что соответствует увеличению мощности почти в 2,5 раза. Одновременно происходит существенное (до двух раз) сокращение длительности импульса. При этом потери энергии импульса очень малы, так что энергия компрессированного импульса составляет свыше 80% от энергии начального импульса. Подобно распространению оптических импульсов в среде, состоящей из резонансных двухуровневых систем, начальный импульс электромагнитного поля достаточно большой амплитуды и длительности порождает систему солитонов, т. е. локализованных импульсов постоянной формы, амплитуды и длительности которых связаны со скоростями их распространения, см. рис. 3г.

Доказать наличие у системы уравнений (7) солитоноподобных решений можно аналитически, представив огибающую поля и поперечный импульс частиц в виде

$$a(Z, \tau) = |a(\zeta)| \exp[i\varphi(\zeta) + iC\tau], \quad p(Z, \tau) = |p(\zeta)| \exp[i\psi(\zeta) + iC\tau], \quad (8)$$

где  $\zeta = Z - U\tau$ ,  $U$  — скорость распространения солитона в переменных  $Z$  и  $\tau$ ,  $C$  — постоянная, определяющая набег фазы. С учётом (8) система уравнений (7) преобразуется в систему обыкновенных дифференциальных уравнений

$$\frac{d|a|}{d\zeta} = \frac{|p|}{s} \cos \chi, \quad \frac{d|p|}{d\zeta} = |a| \cos \chi, \quad \frac{d\chi}{d\zeta} = \hat{\delta} + |p|^2 - \left( \frac{|a|}{|p|} + \frac{|p|}{s|a|} \right) \sin \chi, \quad (9)$$

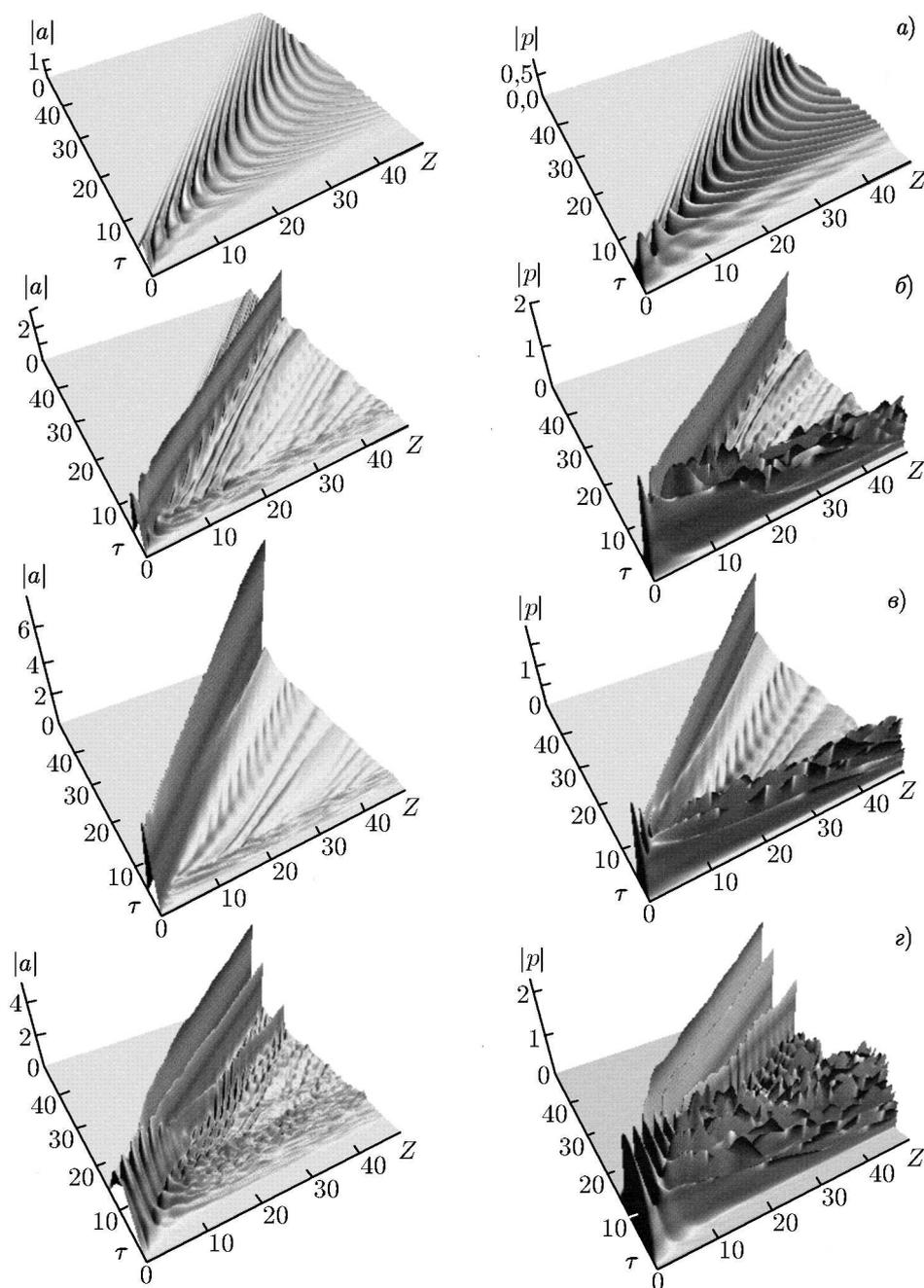


Рис. 3. Характерные эффекты, возникающие в случае попутного распространения электромагнитных импульсов вдоль первоначально прямолинейного электронного потока в условиях циклотронного резонанса при различной пиковой амплитуде и длительности падающих импульсов: (а) — циклотронное поглощение импульса,  $a_0 = 1$ ,  $T = 5$ ,  $\delta = 0$ ; (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 поля (левая колонка) и модуля поперечного импульса электронов (правая колонка)

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. Система уравнений (9) имеет два интеграла

движения:

$$|p| = \sqrt{s} |a|, \quad \sin \chi = \frac{\hat{\delta} \sqrt{s}}{2} + \frac{s^{3/2}}{4} |a|^2, \quad (10)$$

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

$$\frac{dI}{d\zeta} = \frac{2I}{\sqrt{s}} \sqrt{1 - \left( \frac{\hat{\delta} \sqrt{s}}{2} - \frac{s^{3/2}}{4} I \right)^2}. \quad (11)$$

Уравнение (11) допускает солитоноподобное решение — локализованную волну, распространяющуюся без изменения формы. При  $\hat{\delta} = 0$  решение (11) может быть получено аналитически и имеет форму, аналогичную форме оптических солитонов:

$$I = \frac{4}{s^{3/2}} \operatorname{ch} \left( \frac{2\zeta}{\sqrt{s}} \right). \quad (12)$$

При этом для амплитуды импульса получаем

$$|a(Z, \tau)| = \frac{2}{s^{3/4}} \operatorname{ch}^{1/2} \left[ \frac{2}{\sqrt{s}} (Z - U\tau) \right]. \quad (13)$$

Заметим, что решения (12), (13) имеют смысл только для  $s > 0$ , т. е.  $U > 1$ . В переменных  $z, t$  это означает, что скорость солитона  $V_s$  удовлетворяет неравенству  $V_{gr} < V_s < V_0$ . Таким образом, при выполнении условия  $\beta_0 > \beta_{gr}$  скорость солитонов превышает групповую скорость излучения в отсутствие электронного потока. В случае  $\beta_0 < \beta_{gr}$  возникающие солитоны являются медленными по отношению к невозмущённой групповой скорости излучения. При этом, согласно (13), в обоих случаях амплитуда солитона растёт, а его длительность по поперечному размеру уменьшается при  $U \rightarrow 1$ , т. е. при уменьшении отстройки его скорости от групповой скорости излучения. Аналогичной зависимостью параметров от скорости обладают описываемые (2) оптические солитоны. Выводы аналитического рассмотрения согласуются с результатами численного моделирования нестационарных уравнений (7), которые фактически подтверждают реализуемость и устойчивость найденных солитонных решений.

## 2.2. Остановка импульса электромагнитного поля при взаимодействии с движущимся навстречу электронным потоком

Рассмотренные выше эффекты самоиндуцированной прозрачности и компрессии импульсов могут иметь место также и в случае, когда групповая скорость излучения направлена навстречу поступательной скорости электронов. Отличительной особенностью такого встречного взаимодействия является возможность остановки электромагнитного импульса и формирования неподвижного солитона. В рамках тех же предположений, что и в разделе 2.1, система уравнений, описывающая электронно-волновое взаимодействие при встречном распространении, приводится к виду (ср. с (7))

$$\frac{\partial a}{\partial Z} - \frac{\partial a}{\partial \tau} = p, \quad \frac{\partial p}{\partial Z} + ip(\delta + |p|^2) = a, \quad (14)$$

где в качестве временной переменной используется  $\tau = \sqrt{G} (\hat{t} - \hat{z}/\beta_0) / (|\beta_{gr}|^{-1} + \beta_0^{-1})$ .

Система уравнений (14) также имеет солитоноподобное решение, которое совпадает по форме с (13), если положить в (13)  $s = U + 1$ . Следовательно, при взаимодействии со встречным электронным пучком солитон 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. Амплитуда солитона также определяется параметром  $U$ . Таким образом, если амплитуда падающего импульса и порождаемого им солитона достаточно велики, то солитон распространяется в направлении невозмущённой групповой скорости волны. Однако, существует область относительно малых амплитуд, в которой солитон сносится электронным потоком в направлении, встречном направлению групповой скорости. Очевидно, что можно найти область параметров, в которой скорость солитона  $U$  принимает нулевое значение, что соответствует остановке электромагнитного импульса. Амплитуда неподвижного солитона даётся соотношением

$$|a|_{\max} = 2[1 - (\delta + C)/2]^{1/2}. \quad (15)$$

Сделанные выводы подтверждаются численным моделированием уравнений (14). На рис. 4 показан сценарий замедления и остановки импульса электромагнитного поля при его вводе с коллекторного конца системы. Форма входного импульса даётся формулой  $a(\tau)|_{Z=L} = a_0 \sin^2(\pi\tau/T)$ , где  $L = \sqrt{G} \omega l/c$  — нормированная длина пространства взаимодействия. Видно, что на начальном участке импульс электромагнитного поля распространяется навстречу электронному потоку с невозмущённой групповой скоростью, однако по мере его трансформации в солитон замедляется до полной остановки. Как уже отмечалось, в отличие от «остановки света», реализуемой вследствие эффектов фотоиндуцированной прозрачности [18–24], в данном случае остановка электромагнитного импульса обусловлена движением резонансной среды.

Естественно, что при взаимодействии со встречным электронным потоком при вариации амплитуды и длительности входного импульса аналогично случаю попутного распространения, см. раздел 2.1, могут реализоваться и другие режимы, включая циклотронное поглощение, самоиндуцированную прозрачность, формирование многосолитонных решений, а также компрессию входного сигнала. Так же, как и при взаимодействии с попутным электронным потоком, пиковые мощности импульсов увеличиваются в 2,5–2,8 раз с одновременным укорочением длительности до 2,5 раз. При этом использование встречного взаимодействия имеет важное преимущество, т. к. компрессия реализуется на существенно более коротких длинах по сравнению с попутным взаимодействием.

Эффект нелинейной компрессии может быть использован в практическом плане для сжатия импульсов сверхизлучения [12–14] с целью повышения их пиковой мощности и укорочения длительности. Оценим возможность компрессии импульса сверхизлучения 8-миллиметрового диапазона с пиковой мощностью 1,2 ГВт и длительностью порядка 350 пс при его распространении в волноводе с радиусом 0,45 см навстречу электронному потоку с энергией частиц 300 кэВ и током порядка 450 А, что соответствует плотности тока около 700 А/см<sup>2</sup>. Будем предполагать, что поперечная структура сигнала отвечает моде TE<sub>11</sub> круглого волновода. В этом случае фазовая скорость волны  $V_{ph} \approx 1,2c$ . Электронный поток направляется однородным магнитным полем с напряжённостью, определяемой условием циклотронного резонанса и примерно равной 35 кЭ.

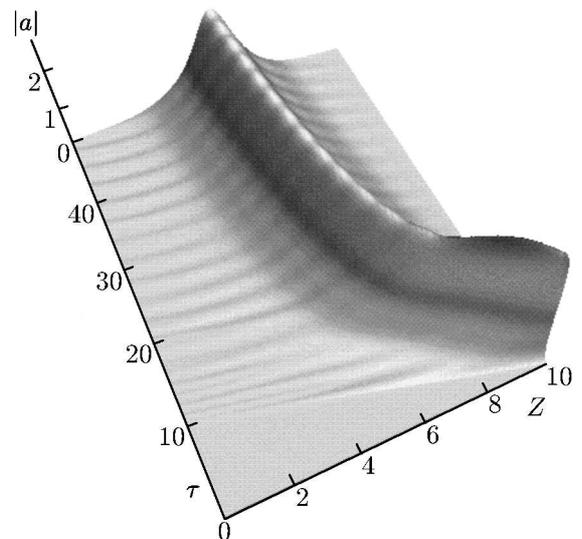


Рис. 4. Замедление и остановка электромагнитного импульса при взаимодействии со встречным электронным потоком. Импульс падает с коллекторного конца системы,  $a_0 = 2,5$ ,  $T = 10$

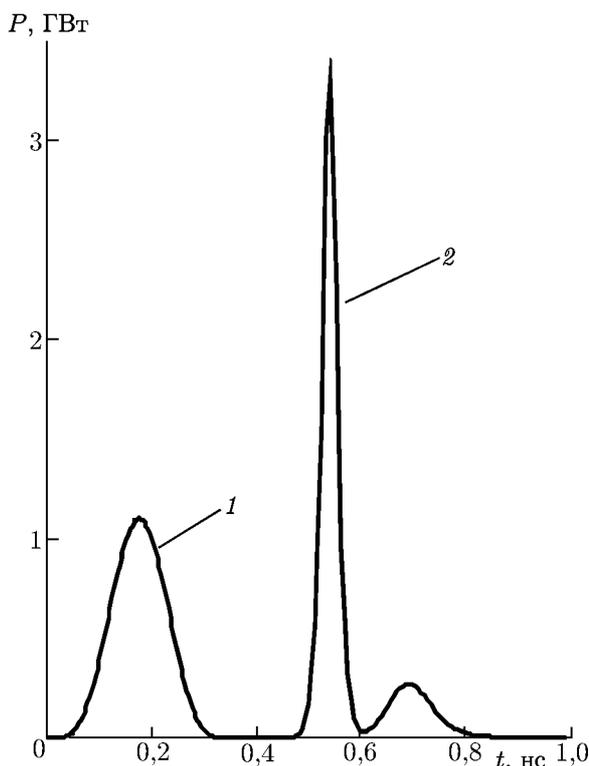


Рис. 5. Моделирование компрессии импульсов сверхизлучения микроволнового диапазона при их взаимодействии со встречным электронным потоком: 1 — входной импульс, 2 — выходной скомпрессированный импульс

Следует также отметить, что определённый практический интерес может представлять замедление и остановка электромагнитных импульсов, например для их последующего сложения или создания линий задержки. Для наблюдения полной остановки импульса сверхизлучения указанной выше мощности и длительности необходимо увеличить ток пучка до 1 кА. При этом при сохранении площади поперечного сечения волновода плотность тока составит величину порядка  $1,2 \text{ кА/см}^2$ .

### 3. ЭФФЕКТЫ НЕСТАЦИОНАРНОГО УСИЛЕНИЯ УЛЬТРАКОРОТКИХ ИМПУЛЬСОВ ЭЛЕКТРОМАГНИТНОГО ПОЛЯ

#### 3.1. Усиление пучками невозбуждённых осцилляторов в условиях аномального эффекта Доплера

Наиболее близким классическим аналогом процессов распространения, усиления и компрессии ультракоротких лазерных импульсов в неравновесных инвертированных средах является резонансное взаимодействие импульсов электромагнитного поля с потоком невозбуждённых циклотронных осцилляторов в условиях аномального эффекта Доплера, когда волны являются замедленными и поступательная скорость частиц превышает фазовую скорость излучения, т. е.  $\beta_{\text{ph}}^{-1}\beta_0 > 1$ . В этих условиях отсутствие начальной поперечной скорости, т. е. заселение в начале

При выбранных физических параметрах нормированные величины равны следующим значениям:  $G \approx 0,008$ ,  $a_0 \approx 5$ ,  $T \approx 6$ . Падающий и скомпрессированный импульсы при оптимальном значении расстройки циклотронного резонанса  $\delta = 2$  показаны на рис. 5. Пиковая мощность выходного импульса в этом случае примерно равна 3,3 ГВт при его длительности порядка 80 пс, а нормированная длина области компрессии  $L = 10$  соответствует физической длине около 10 см. Таким образом, исследованный процесс может быть достаточно эффективен для формирования импульсов электромагнитного поля со сверхвысокой пиковой мощностью и ультракороткой длительностью. В определённой области параметров предлагаемый метод может рассматриваться как альтернатива известным методам пассивной и активной компрессии [36–38]. Достоинством данного метода нелинейной компрессии можно считать простоту его реализации, короткую длину области взаимодействия, а также высокую (гигаваттную) пиковую мощность формируемых импульсов. Важно подчеркнуть, что с увеличением плотности тока допустимая амплитуда компрессируемых импульсов увеличивается согласно формуле  $A_0 \propto j_0^{3/4}$ , а длительность сокращается по закону  $t_0 \propto j_0^{-1/2}$ .

только нижнего уровня Ландау, соответствует возбуждённому состоянию электрона, т. е. электронный поток является аналогом инвертированных квантовых систем [2]. Процесс излучения, как известно, сопровождается раскачкой поперечных колебаний электронов за счёт поступательной энергии.

Рассмотрим простейший случай, когда входной импульс, представляющий собой пакет циркулярно поляризованных ТЕМ-волн, заданный векторным потенциалом

$$A_+ = A_x + iA_y = A(z, t) \exp(i\omega t - ihz), \quad (16)$$

распространяется вдоль первоначально прямолинейного электронного пучка, направляемого однородным магнитным полем в среде с показателем преломления  $n$ , волновое число  $h = \omega n/c$ . При выполнении условия циклотронного резонанса, которое в случае аномального эффекта Доплера имеет вид

$$\omega - hV_0 \approx -\omega_H, \quad (17)$$

процесс электронно-волнового взаимодействия описывается следующей системой уравнений (ср. с (7)):

$$\frac{\partial a}{\partial Z} + \frac{\partial a}{\partial \tau} = p, \quad \frac{\partial p}{\partial Z} + ip(\delta + |p|^2) = a. \quad (18)$$

Здесь  $\tau = \sqrt{G} \omega (t - z/c) (\beta_{gr}^{-1} - \beta_0^{-1})^{-1}$ ,  $Z = \sqrt{G} \omega z/c$  — безразмерные время и координата,

$$a = i\mu^{1/2} G^{-3/4} \frac{eA}{mc^2 \gamma_0} \frac{n\beta_0 - 1}{\beta_0^2}, \quad p = \mu^{1/2} G^{-1/4} \frac{(p_x + ip_y) \exp(i\omega t - ihz)}{mc\gamma_0 \beta_0}$$

— нормированная амплитуда поля и поперечный импульс электронов,  $\delta = G^{-1/2} (1 - n\beta_0 + \omega_{H_0}/\omega) \beta_0^{-1}$  — начальная расстройка циклотронного резонанса,  $\omega_{H_0} = eH/(mc\gamma_0)$  — начальная гирочастота,  $G = 4\pi e j_0 (n\beta_0 - 1)/(mc\omega^2 \gamma_0 n\beta_0^2)$ ,  $\mu = \beta_0 (n^2 - 1)/[2(n\beta_0 - 1)]$ . На входе в пространство взаимодействия поперечные скорости у электронов отсутствуют, т. е.  $p(Z=0) = 0$ .

Аналогично усилению оптического импульса в инвертированной среде, см. раздел 1, в данном случае может быть найдено автомодельное решение. Нетрудно показать, что в случае  $\delta = 0$  заменой переменных

$$a(Z, \tau) = \tau^{3/2} A(\xi), \quad p(Z, \tau) = \tau^{1/2} P(\xi), \quad (19)$$

где  $\xi = \tau(Z - \tau)$ , система (18) сводится к системе обыкновенных дифференциальных уравнений

$$\xi \frac{dA}{d\xi} + \frac{3}{2} A = P, \quad \frac{dP}{d\xi} + iP|P|^2 = A. \quad (20)$$

Решения уравнений (20) могут быть найдены численно. Для устранения сингулярности в точке  $\xi = 0$ , начальные условия следует выбирать таким образом, чтобы выполнялось соотношение  $P(0) = 3A(0)/2$ . Пример автомодельного решения в случае  $A(0) = 0,1$  приведён на рис. 6а. Соответствующее распределение амплитуды электромагнитного поля на плоскости координат  $Z, \tau$  иллюстрирует рис. 6б. Поскольку при больших  $\tau$  траектория движения импульса асимптотически стремится к линии  $Z = \tau$ , с увеличением длины пространства взаимодействия пиковая амплитуда импульса нарастает пропорционально  $Z^{3/2}$ . При этом его длительность линейно сокращается. В результате энергия, запасённая в импульсе, растёт пропорционально квадрату длины взаимодействия с электронным потоком.

Сделанные выводы подтверждаются результатами численного моделирования усиления импульса электромагнитного поля с колоколообразной начальной формой  $a(Z=0) = a_0 \sin^2(\pi\tau/T)$ ,  $\tau \in [0, T]$  первоначально прямолинейным электронным пучком в условиях аномального эффекта

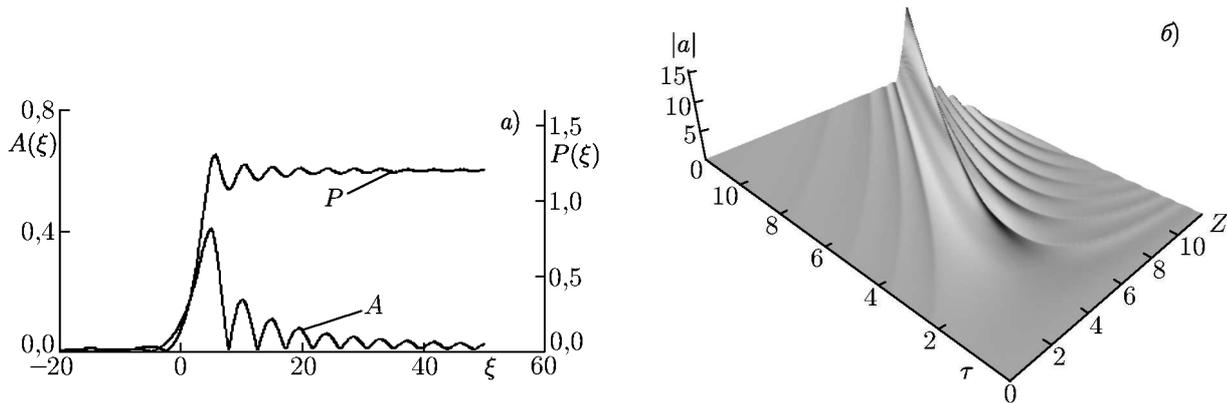


Рис. 6. (а) — автомодельное решение, описывающее усиление ультракоротких импульсов в потоке невозбуждённых классических осцилляторов в случае аномального эффекта Доплера; (б) — соответствующее пространственно-временное распределение амплитуды электромагнитного поля

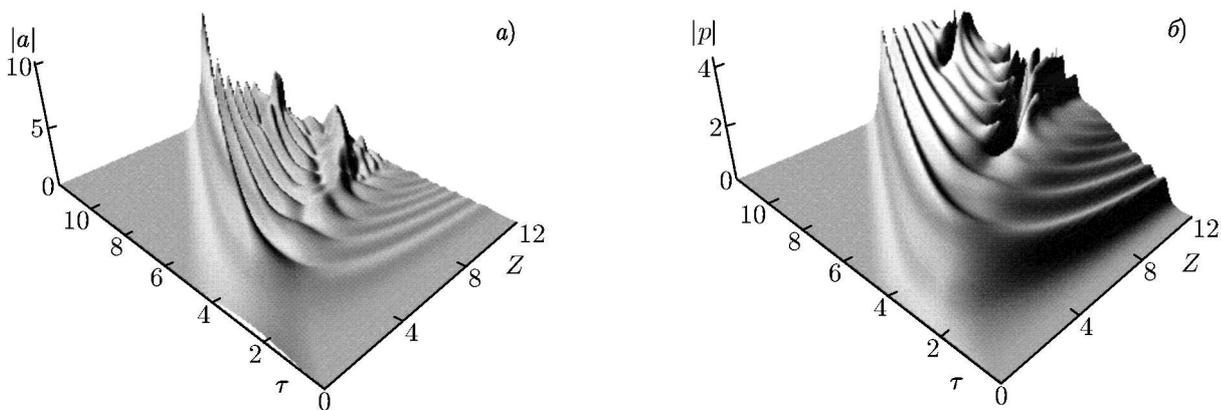


Рис. 7. Усиление ультракороткого импульса электромагнитного поля, распространяющегося в первоначально прямолинейном направляемом магнитном поле электронном потоке в условиях аномального эффекта Доплера

Доплера, см. рис. 7. В данном случае поступательная скорость электронов превосходит групповую скорость импульса. В такой ситуации задний фронт последнего постоянно взаимодействует с невозмущёнными фракциями электронного потока, см. рис. 7а. В результате амплитуда поля на этом фронте эффективно возрастает при одновременном сокращении длительности импульса. При этом законы нарастания амплитуды и сокращения длительности фактически определяются автомодельным решением. Усиление сопровождается раскачкой поперечных осцилляций электронов за счёт энергии поступательного движения, см. рис. 7б. В целом процесс усиления в этом случае качественно близок к представленному на рис. 2 процессу усиления короткого оптического импульса.

Важно подчеркнуть, что аномальный эффект Доплера может реализоваться и для быстрых волн, если движение частиц происходит в поле ондулятора. В этом случае скорость частиц должна превышать фазовую скорость комбинационной волны, а процесс излучения сопровождается раскачкой бетатронных осцилляций, т. е. осцилляций в удерживающем электронный поток усреднённом потенциале, который обусловлен поперечной неоднородностью ондуляторного поля [39]. Процессы усиления импульсов в этих условиях представляют интерес для физики лазеров на свободных электронах.

### 3.2. Усиление импульсов электромагнитного поля прямолинейными электронными пучками в условиях черенковского механизма взаимодействия

Как уже отмечалось во введении, эффекты нестационарного усиления могут реализоваться и при механизмах электронно-волнового взаимодействия, основанных на инерционной группировке частиц [25–27]. Рассмотрим этот процесс для экспериментально реализованного случая черенковского взаимодействия импульсов электромагнитного поля с прямолинейным электронным потоком в волноводе с диэлектрической вставкой. В условиях синхронизма, когда  $\omega \approx h(\omega)V_0$ , при возбуждении собственной моды  $E_z^s(\mathbf{r}_\perp)$  указанного волновода процесс нестационарного усиления короткого импульса электромагнитного поля

$$E_z = \text{Re}[E_z^s(\mathbf{r}_\perp)A(z, t) \exp(i\omega t - ihz)] \quad (21)$$

может быть описан с помощью следующей системы уравнений [27]:

$$\left(\frac{\partial}{\partial Z} + \frac{\partial}{\partial \tau}\right) a = \frac{1}{\pi} \int_0^{2\pi} \exp(-i\theta) d\theta, \quad \frac{\partial^2 \theta}{\partial Z^2} = \left(1 + \nu \frac{\partial \theta}{\partial Z}\right)^{3/2} \text{Re}[a \exp(i\theta)],$$

$$a|_{Z=0} = a_0 \sin^2(\pi\tau/T), \quad \theta|_{Z=0} = \theta_0 + r \cos[\theta_0 + \varphi(\tau)], \quad \theta_0 \in [0, 2\pi], \quad \partial\theta/\partial Z|_{Z=0} = 0. \quad (22)$$

Здесь  $Z = Cz\omega/V_0$ ,  $\tau = C\omega(t - z/V_0)(1/\beta_{\text{gr}} - 1/\beta_0)^{-1}$ ,  $a = eAE_z^s(R_0)/(m\omega\gamma_0^3 V_0 C^2)$  — нормированная амплитуда волны,  $\theta = \omega t - hz$ ,  $\nu = 2C\gamma_0^2$ ,  $\gamma_0 = (1 - \beta_0^2)^{-1/2}$ ,  $C = [eI_b |E_z^s(R_0)|^2 / (m\omega^2 \gamma_0^3 N_s)]^{1/3}$  — параметр усиления (параметр Пирса),  $N_s$  — норма рабочей моды. Для учёта паразитного влияния начальных флуктуаций плотности электронного пучка на входе в пространство взаимодействия помимо начального сигнала следует задать модуляцию плотности электронного потока с постоянной амплитудой  $r \ll 1$  и случайной по времени фазой  $\varphi(\tau)$ .

Рисунок 7 иллюстрирует процесс усиления входного импульса с амплитудой  $a_0 = 2$  и длительностью  $T = 10$  при уровне начальной шумовой модуляции плотности пучка  $r = 0,007$ . Из него видно, что пиковая мощность выходного сигнала при длине пространства взаимодействия  $L = 25$  примерно в 8 раз превышает пиковую мощность входного сигнала. Одновременно имеет место сокращение в  $4 \div 5$  раз эффективной длительности импульса, измеряемой по его полувысоте. Заметим, что амплитуда входного сигнала в приведённом моделировании близка к амплитуде насыщения в режиме стационарного усиления, однако это не препятствует росту амплитуды поля на заднем фронте импульса. Сдвигаясь относительно электронного потока вследствие отличия групповой скорости излучения от поступательной скорости частиц, электромагнитный импульс фактически аккумулирует энергию различных электронных фракций. Как было впервые показано в [26], при определённых условиях пиковая мощность выходного сигнала может превысить мощность электронного потока. Соответственно, коэффициент конверсии, который может быть определён как отношение пиковой мощности выходного импульса электромагнитного поля к

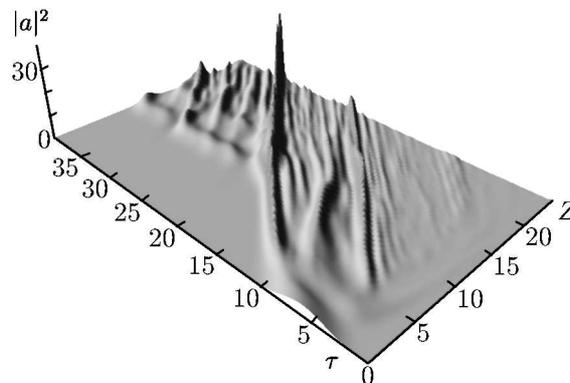


Рис. 8. Пространственно-временная эволюция входного импульса при его черенковском усилении в волноводе с диэлектрической вставкой. Параметры моделирования близки к условиям эксперимента:  $L = 25$ ,  $a_0 = 2$ ,  $T = 10$ ,  $\nu = 0,5$ ,  $r = 0,007$

мощности электронного пучка [13], становится больше единицы. Для случая, представленного на рис. 8, коэффициент конверсии примерно равен 1,2 и при заданном уровне начальной шумовой модуляции может быть увеличен до значения 2,2 за счёт роста длины пространства взаимодействия. Естественно, что полная энергия импульса электромагнитного поля остаётся меньше полной кинетической энергии электронного пучка. Следует отметить, что для черенковского механизма усиления могут быть также найдены аналогичные (19) автомодельные решения, определяющие связь между темпом роста амплитуды импульса и сокращением его длительности.

### 3.3. Экспериментальное наблюдение черенковского усиления импульсов сверхизлучения

Для экспериментального наблюдения описанного выше механизма усиления ультракоротких импульсов был создан стенд на базе двух сильноточных ускорителей РАДАН-303 [40, 41], синхронизованных с точностью  $100 \div 300$  пс [42]. Первый субнаносекундный ускоритель, см. рис. 9а, запитывал источник импульсов сверхизлучения с длительностями 300 пс и несущей частотой 37 ГГц, генерируемых при взаимодействии электронного сгустка со встречной волной в периодической замедляющей системе типа лампы обратной волны. Далее импульс сверхизлучения по вакуумному электродинамическому тракту подавался в усилительную секцию, представляющую собой волновод с трубчатой диэлектрической вставкой с длиной 24 см, выполненной из кварцевого стекла с диэлектрической проницаемостью  $\epsilon \approx 3,7$ . В этой секции после отражения от катодного закритического сужения групповая скорость импульса электромагнитного поля становилась сонаправленной поступательному движению электронов и возникало его усиление при взаимодействии с относительно длинным по времени (длительность до 2,5 нс) пучком с током 1,2 кА и энергией частиц 300 кэВ, формируемым вторым ускорителем. Транспортировка электронного пучка в усилительной секции длиной 24 см осуществлялась в поле фокусирующего импульсного соленоида с напряжённостью до 30 кЭ. Параметры эксперимента близки к выбранным для моделирования в разделе 2.3.

На рис. 9б представлена огибающая типичного импульса сверхизлучения на входе в усилительную секцию с длительностью порядка 300 пс и пиковой мощностью 50 МВт. В отсутствие входного сигнала в усилительной секции реализовался режим усиления собственных шумов. Шумовое излучение с мощностью порядка  $30 \div 40$  МВт, см. рис. 9в, имело хаотический, нерегулярный характер и по общей длительности порядка  $2 \div 2,5$  нс соответствовало длительности импульса тока. При подаче входного импульса сверхизлучения в усилительную секцию на фоне шумового излучения регистрировались мощные единичные ультракороткие импульсы с длительностями, не превышающими 100 пс, см. рис. 8г. Пиковая мощность выходного излучения при указанном выше уровне входного сигнала составила величину порядка 190 МВт, что соответствовало коэффициенту усиления по мощности около 3,8. Одновременно с усилением имело место не менее, чем трёхкратное сокращение эффективной длительности импульса электромагнитного поля. В результате были получены импульсы с субгигаваттными пиковыми мощностями и с рекордно короткими для миллиметрового диапазона длительностями менее 100 пс [28].

Заметим, что данный эксперимент может стимулировать аналогичные исследования в оптическом и инфракрасном диапазонах в разрабатываемых сейчас усилительных схемах лазеров на свободных электронах [25, 43].

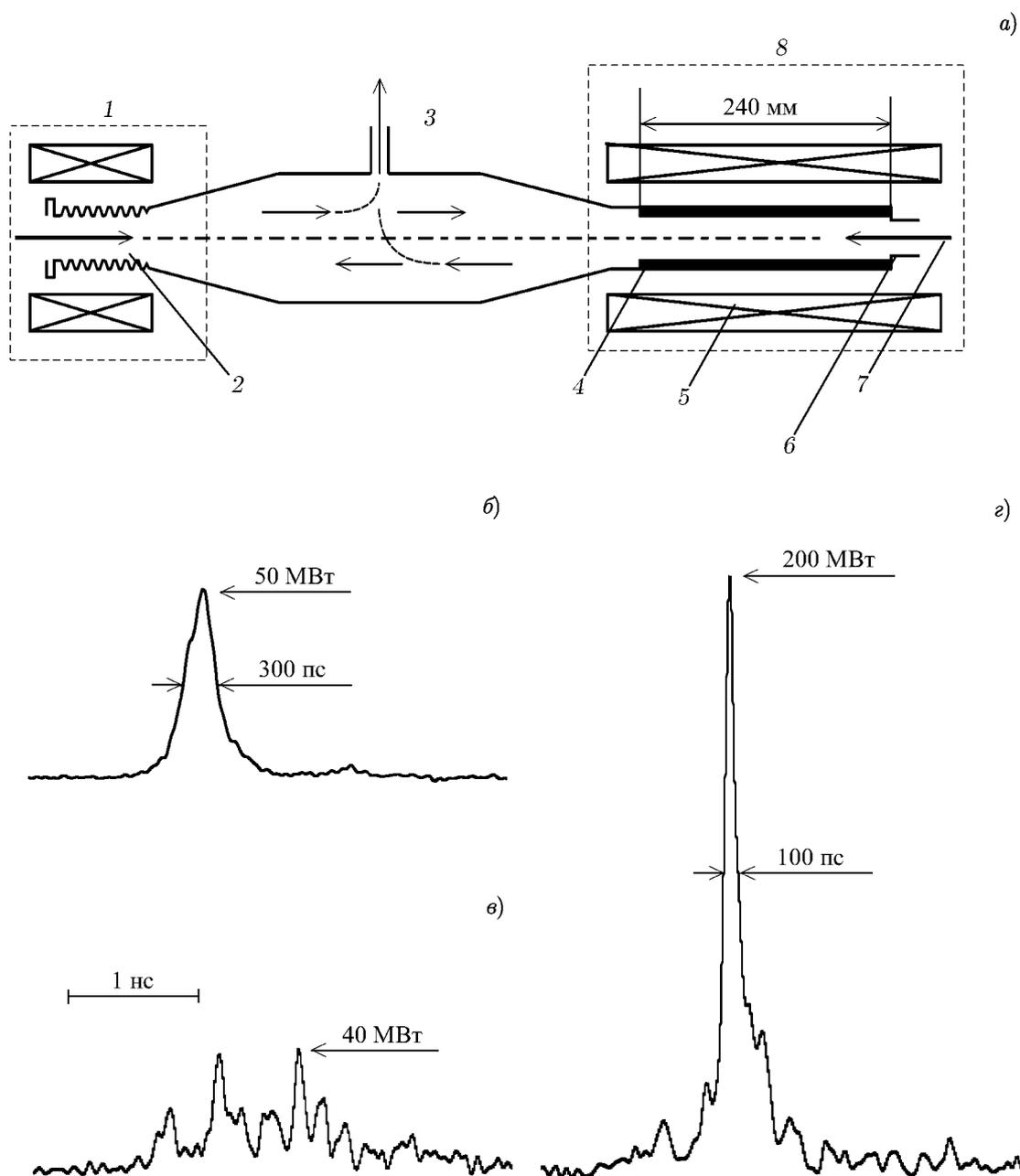


Рис. 9. Принципиальная схема экспериментальной установки (а), где 1 — генератор импульсов, 2 — первый электронный пучок, 3 — детектор, 4 — волновод с диэлектрической вставкой, 5 — соленоид, 6 — закривающее сужение, 7 — второй электронный пучок, 8 — усиительная секция, и результаты экспериментов по наблюдению черенковского усиления ультракоротких импульсов электромагнитного поля: (б) — импульс сверхизлучения на входе в усиительную секцию с длительностью порядка 300 пс и мощностью около 50 МВт; (в) — сигнал на выходе, генерируемый в режиме усиления собственных шумов электронного пучка и имеющий мощность порядка 40 МВт; (г) — усиленный импульс с длительностью около 100 пс и мощностью порядка 200 МВт

#### 4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Представленный в данном обзоре теоретический анализ показывает, что существует достаточно большой потенциал для проведения экспериментальных исследований усиления, компрессии, замедления и остановки импульсов электромагнитного поля. При этом, как уже отмечалось во введении, в классической электронике процессы фазовой релаксации не имеют столь большого значения, как в оптике. Соответственно, подобно ситуации с наблюдением сверхизлучения ансамблей классических электронов, можно ожидать, что реализация указанных выше эффектов также не вызовет принципиальных осложнений, связанных с необходимостью создания специальных условий, увеличивающих релаксационные времена.

Заметим, в частности, что для экспериментального исследования явлений самоиндуцированной прозрачности и компрессии микроволновых импульсов планируется использовать (после небольшой модификации) описанную выше установку на основе двух синхронизированных ускорителей РАДАН, на которой проводились эксперименты по наблюдению черенковского усиления импульсов сверхизлучения. С этой целью усилительная секция в виде волновода с диэлектрической вставкой должна быть заменена секцией в виде регулярного волновода, а напряжённость ведущего магнитного поля должна соответствовать циклотронному резонансу частиц с попутной или встречной волной.

Описанные новые механизмы трансформации импульсов сверхизлучения микроволнового диапазона могут рассматриваться как способ формирования импульсов электромагнитного поля с предельно высокими мощностями и предельно короткими длительностями. Подобные импульсы могут найти применение в радиолокации высокого разрешения, биофизических исследованиях, диагностике плазмы и т. д.

#### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Андреев А. В., Емельянов В. И., Ильинский Ю. А. // УФН. 1980. Т. 131, № 4. С. 653.
2. Железняков В. В., Кочаровский В. В., Кочаровский Вл. В. // УФН. 1989. Т. 159, № 2. С. 193.
3. McCall S. L., Hahn E. L. // Phys. Rev. Lett. 1967. V. 18. P. 908.
4. Полуэктов И. А., Попов Ю. М., Ройтберг В. С. // УФН. 1974. Т. 114, № 1. С. 97.
5. Крюков П. Г., Летохов В. С. // УФН. 1969. Т. 99, № 2. С. 169.
6. Gibbs H. M., Slasher R. E. // Appl. Phys. Lett. 1971. V. 18. P. 505.
7. Железняков В. В., Кочаровский В. В., Кочаровский Вл. В. // Изв. вузов. Радиофизика. 1986. Т. 29, № 9. С. 1095.
8. Гинзбург Н. С. // Письма в ЖТФ. 1988. Т. 14, вып. 5. С. 440.
9. Гинзбург Н. С., Сергеев А. С. // Письма в ЖЭТФ. 1991. Т. 54, вып. 2. С. 445.
10. Ginzburg N. S., Sergeev A. S., Zotova I. V., et al. // Phys. Rev. Lett. V. 78. P. 2365.
11. Шпак В. Г., Яландин М. И., Гинзбург Н. С. и др. // Докл. АН. 1999. Т. 365, вып. 1. С. 50.
12. Ginzburg N. S., Novozhilova Yu. V., Sergeev A. S., et al. // Phys. Rev. E. 1999. V. 60, No. 3. P. 3297.
13. Ельчанинов А. А., Коровин С. Д., Ростов В. В. и др. // Письма в ЖЭТФ. 2003. Т. 77, вып. 6. С. 314.
14. Месяц Г. А., Яландин М. И. // УФН. 2005. Т. 175, № 3. С. 225.
15. Ельчанинов А. А., Климов А. И., Ковальчук О. Б. и др. // ЖТФ. 2011. Т. 81, вып. 1. С. 125.
16. Ginzburg N. S., Sergeev A. S., Zotova I. V. // Phys. Rev. Lett. V. 105. Art. no. 265001.
17. Гинзбург Н. С., Сергеев А. С., Зотова И. В. // ЖЭТФ. 2011. Т. 140, вып. 5. С. 890.
18. Harris S. E. // Phys. Today. 1997. V. 50. P. 36.

19. Hau L. V., Harris S. E., Dutton Z., et al // Nature. 1999. V. 397. P. 594.
20. Fleischhauer M., Lukin M. D. // Phys. Rev. Lett. 2000. V. 84. P. 5094.
21. Lui C., Dutton Z., Verhoozi C. H., et al. // Nature. 2001. V. 409. P. 490.
22. Phillips D. F., Fleischhauer A., Mair A., et al. // Phys. Rev. Lett. 2001. V. 86. P. 783.
23. Litvak A. G., Tokman M. D. // Phys. Rev. Lett. 2002. V. 88. Art. no. 095003.
24. Крячко А. Ю., Литвак А. Г., Токман М. Д. // ЖЭТФ. 2002. Т. 122, вып. 4. С. 805.
25. Zhang T. B., Marshall T. C. // Phys. Rev. Lett. 1995. V. 74. P. 916.
26. Гинзбург Н. С., Зотова И. В., Сергеев А. С. // Письма в ЖТФ. 1999. Т. 25, вып. 23. С. 25.
27. Барышев В. Р., Гинзбург Н. С., Зотова И. В. и др. // ЖТФ. 2009. Т. 79, вып. 1. С. 105.
28. Яландин М. И., Реутова А. Г., Ульмаскулов М. Р. и др. // Письма в ЖЭТФ. 2010. Т. 91, вып. 11. С. 620.
29. Вайнштейн Л. А., Солнцев В. А. Лекции по сверхвысокочастотной электронике. М.: Сов. радио, 1973.
30. Лэм Дж. Введение в теорию солитонов. М.: Мир, 1983.
31. Рыскин Н. М., Трубецков Д. И. Нелинейные волны. М.: Наука, 2000.
32. Коломенский А. А., Лебедев А. Н. // ЖЭТФ. 1963. Т. 44, вып. 1. С. 259.
33. Братман В. Л., Гинзбург Н. С., Нусинович Г. С. и др. // Релятивистская высокочастотная электроника / Под ред. А. В. Гапонова-Грехова. 1979. С. 157.
34. Гапонов А. В., Петелин М. И., Юлпатов В. К. // Изв. вузов. Радиофизика. 1967. Т. 10, № 9–10. С. 1414.
35. Гапонов А. В. // ЖЭТФ. 1960. Т. 39, вып. 2. С. 326.
36. Samsonov S. V., Phelps A. D. R., Bratman V. L., et al. // Phys. Rev. Lett. 2004. V. 92, No. 11. Art. no. 118301.
37. Диденко А. Н., Новиков С. А., Разин С. В. и др. // Докл. АН. 1991. Т. 321, вып. 3. С. 518.
38. Вихарев А. Л., Горбачёв А. М., Иванов О. А. и др. // Письма в ЖТФ. 1998. Т. 24, вып. 20. С. 6.
39. Гинзбург Н. С. // ЖТФ. 1984. Т. 54, вып. 2. С. 299.
40. Mesyats G. A., Korovin S. D., Rostov V. V., et al. // Proc. IEEE. 2004. V. 92, No. 7. P. 1166.
41. Denisov G. G., Ginzburg N. S., Shpak V. G., et al. // IEEE Trans. Plasma Sci. 2006. V. 34, No. 5. P. 1777.
42. Яландин М. И., Шпак В. Г. // Приборы и техника эксперимента. 2001. № 3. С. 5.
43. Sung C., Tochitsky S. Ya., Reiche S., et al. // Phys. Rev. Spec. Top. Accel. Beams 2006. V. 9. Art. no. 120703.

Поступила в редакцию 1 июля 2011 г.; принята в печать 12 сентября 2011 г.

## THE AMPLIFICATION, COMPRESSION, AND SELF-INDUCED TRANSPARENCY EFFECTS FOR THE ULTRASHORT ELECTROMAGNETIC PULSES PROPAGATING ALONG QUASI-STATIONARY ELECTRON BEAMS

*N. S. Ginzburg, I. V. Zotova, A. S. Sergeev, E. R. Kocharovskaya, M. I. Yalandin, S. A. Shunailov, K. A. Sharypov, and N. M. Ryskin*

By analogy with the coherent interaction of short (on the scale of relaxation times) light pulses with inverted, i. e., active, and non-inverted, i. e., passive, two-level quantum systems, we study the possibility of the nonstationary amplification, self-induced transparency, and compression effects for the microwave electromagnetic pulses propagating along quasi-stationary electron beams. The considered analogy is not of only general physical, but also practical significance since a number of practically

interesting transformation modes of ultrashort pulses, including the microwave superradiance pulses, can be implemented on its basis. The first experiments, in which the nonstationary amplification during the pulse — electron-beam interaction in a waveguide with dielectric insert was observed and pulses with subgigawatt peak powers at a carrier wavelength of 8 mm and uniquely short durations less than 100 ps were obtained, are described.