

# Генерация “гигантских” импульсов рассеянного излучения на движущемся фронте волны накачки

В. Р. Барышев, Н. С. Гинзбург, И. В. Зотова, А. С. Сергеев

Институт прикладной физики РАН, 603950 Нижний Новгород, Россия

Поступила в редакцию 12 декабря 2007 г.

Для генерации коротковолновых импульсов высокой интенсивности в процессе вынужденного рассеяния мощной волны накачки на релятивистском электронном пучке предложено использовать смещение пятна накачки вдоль электронного потока с групповой скоростью рассеянного излучения. В таких условиях рассеянное излучение будет представлять собой моноимпульс, амплитуда которого за счет отбора энергии от немодулированных электронных фракций растет пропорционально длине смещения области накачки. В случае оптической лазерной накачки, в зависимости от направления волнового вектора поля накачки относительно поступательной скорости электронов, новый механизм может быть использован для генерации мощных импульсов в терагерцовом (доплеровское преобразование частоты вниз) или ультрафиолетовом (преобразование частоты вверх) диапазонах.

PACS: 41.60.Cg, 52.59.Rz, 84.40.–x, 84.70.+p

1. В последнее время достигнут значительный прогресс в генерации ультракоротких электромагнитных импульсов на основе эффектов сверхизлучения (СИ) релятивистских электронных сгустков [1–4]. Субнаносекундные импульсы СИ высокой интенсивности экспериментально наблюдались в сантиметровом и миллиметровом диапазонах длин волн на основе циклотронного, черенковского и ондуляторного механизмов индуцированного излучения. Для генерации импульсов СИ в более коротковолновых диапазонах привлекательно использование вынужденного рассеяния мощной волны накачки на релятивистских электронах. Вследствие эффекта Доплера в таком процессе частота рассеянного излучения существенно отличается от частоты накачки и, в зависимости от выбора источника накачки и энергии электронов, может быть реализована генерация импульсов СИ в труднодоступных частотных диапазонах, включая терагерцовый, ультрафиолетовый, а, в перспективе, рентгеновский диапазон.

Впервые эффект СИ в процессе вынужденного встречного рассеяния волны накачки на релятивистском электронном сгустке наблюдался экспериментально в миллиметровом диапазоне длин волн [5]. В этом эксперименте относительно длинный импульс накачки, генерируемый мощной лампой обратной волны, рассеивался на движущемся во встречном направлении коротком релятивистском электронном сгустке. В результате в коротковолновой части миллиметрового диапазона были получены субнаносекундные импульсы СИ с частотой, значительно превышающей частоту волны накачки. В данной работе

рассмотрена альтернативная возможность генерации коротковолновых импульсов СИ, когда электронный пучок можно рассматривать как непрерывный, а область накачки, напротив, пространственно ограничена. При этом, как показано ниже, оптимальные условия создаются, когда область накачки сдвигается по электронному потоку со скоростью, совпадающей с групповой скоростью рассеянного излучения. В этом случае на границе пятна накачки генерируется короткий импульс высокой интенсивности. Смещение области накачки вдоль электронного потока, в принципе, обеспечивается при отражении монохроматического излучения от вращающегося зеркала (эффект “зайчика” [6]). Однако в практическом плане более привлекательным является использование поворота частотно-модулированного лазерного луча после отражения от дифракционной решетки – эшелетта (рис.1).

2. Рассмотрим процесс вынужденного рассеяния волны накачки с частотой  $\omega_i$  на электронном пучке, движущемся в вакууме вдоль оси  $\mathbf{z}_0$  с релятивистской поступательной скоростью  $v_0 = \beta_0 c$ . Частота рассеянного излучения  $\omega_s$  с учетом эффекта Доплера в этом случае определяется соотношением:

$$\omega_s = \omega_i \frac{1 + \beta_0 \cos \varphi_i}{1 - \beta_0 \cos \varphi_s}, \quad (1)$$

где  $\varphi_{i,s}$  – углы между поступательной скоростью электронов и волновыми векторами соответственно волны накачки  $\mathbf{k}_i$  и рассеянной волны  $\mathbf{k}_s$ . Будем далее считать, что амплитуда волны накачки  $A_i$  фиксирована, а область, облучаемая этой волной, смеща-

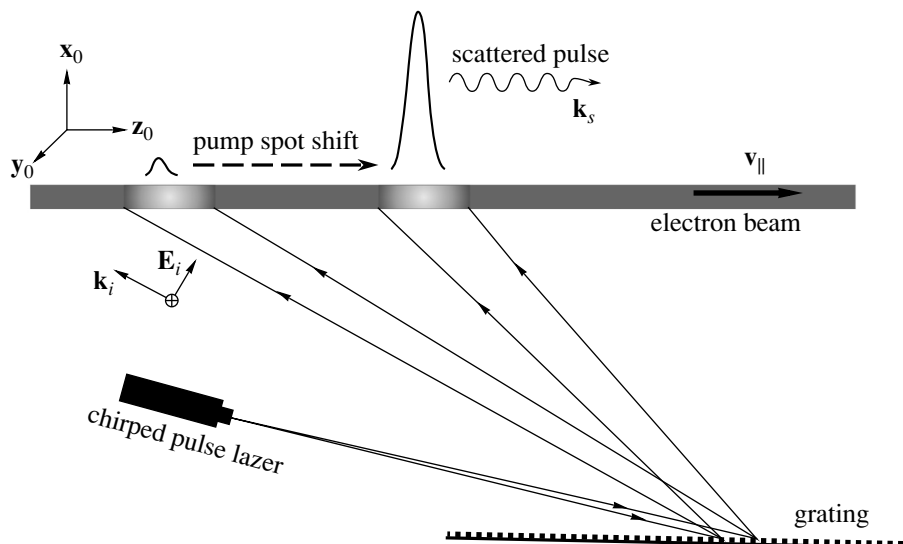


Рис.1. Принципиальная схема смещения области накачки по электронному пучку при отражении частотно-модулированного лазерного импульса от дифракционной решетки

ется вдоль электронного потока в направлении распространения рассеянного излучения со скоростью  $u$ . В случае, когда такое смещение осуществляется при отражении от дифракционной решетки, поляризация волны накачки (и, соответственно, рассеянного излучения) должна быть выбрана таким образом, чтобы векторы электрических полей лежали в плоскости, перпендикулярной плоскости пучка (см. рис.1). Для простоты предположим, что рассеянное излучение распространяется вдоль направления движения электронов ( $\varphi_s = 0$ ). Отметим, что изображенная на рис.1 ситуация соответствует встречному рассеянию с преобразованием частоты вверх (для попутного рассеяния направление движения электронов на указанном рисунке следует изменить на противоположное). В исследуемой модели волна накачки и рассеянная волна задаются вектор-потенциалами:

$$\begin{aligned} \mathbf{A}_i &= \chi(z - ut) \text{Re}[A_s e^{i\theta_i} (\mathbf{x}_0 \cos \varphi_i + \mathbf{z}_0 \sin \varphi_i)], \\ \mathbf{A}_s &= \mathbf{x}_0 \text{Re}[A_s(z, t) e^{i\theta_s}], \end{aligned} \quad (2)$$

где  $A_s(z, t)$  – медленно-меняющаяся амплитуда рассеянной волны,  $\theta_s = \omega_s t - \mathbf{h}_s z$ ,  $\theta_i = \omega_i t + \mathbf{k}_i z \cos \varphi_i - \mathbf{k}_i x \sin \varphi_i$  – фазы волн, функция  $\chi(z - ut)$  описывает смещение мгновенного профиля пятна накачки. Соответственно, процесс генерации импульсов рассеянного излучения описывается системой, состоящей из нестационарного уравнения для амплитуды рас-

сеянного поля и усредненных уравнений движения электронов в поле комбинационной волны [5, 7]:

$$\begin{aligned} \frac{\partial a}{\partial Z} + \frac{\partial a}{\partial \tau} &= \frac{1}{\pi} \chi(Z, \tau) \int_0^{2\pi} e^{-i\theta} d\theta, \\ \frac{\partial^2 \theta}{\partial Z^2} &= \chi(Z, \tau) \text{Re} \{ a e^{i\theta} \}. \end{aligned} \quad (3)$$

Здесь  $Z = C\omega_c z/v_0$ ,  $\tau = C\omega_c(t - z/v_0)(1 - \beta_0^{-1})^{-1}$ ,  $a = \mu a_s a_i^* C^{-2}$ ,  $a_{i,s} = eA_{i,s}/m\gamma_0 c^2$  – безразмерные амплитуды волн,  $\theta = \omega_c(t - z/v_0)$  – фаза электронов относительно комбинационной волны с частотой  $\omega_c = \omega_s - \omega_i$ ,  $\gamma_0 = (1 - \beta_0^2)^{-1/2}$  – релятивистский масс-фактор,  $C = (\omega_b^2 \mu |a_i|^2 / 4\omega_s \omega_c)^{1/3}$  – параметр усиления,  $\mu = \gamma_0^{-2} \beta_0^{-3}$  – параметр инерционной группировки,  $\omega_b = \sqrt{4\pi e^2 n / m\gamma_0}$  – плазменная частота,  $n$  – концентрация электронов.

В отсутствие внешней волны  $a|_{Z=0} = 0$  процесс индуцированного рассеяния инициируется малой ( $r \ll 1$ ) шумовой модуляцией плотности электронного потока:

$$\theta|_{Z=0} = \theta_0 + r \cos(\theta_0 + \varphi(\tau)), \quad \theta_0 \in [0, 2\pi],$$

$$\left. \frac{\partial \theta}{\partial Z} \right|_{Z=0} = -\Delta(\tau), \quad (4)$$

где  $\varphi(\tau)$  – случайная функция времени,  $\Delta(\tau) = 2(\omega_i(\tau) - \omega_{i0})/\omega_c C$  – функция, описывающая изменение частоты накачки,  $\omega_{i0}$  – начальное значение указанной частоты.

3. На рис.2 представлены результаты моделирования системы уравнений (3) в случае, когда об-

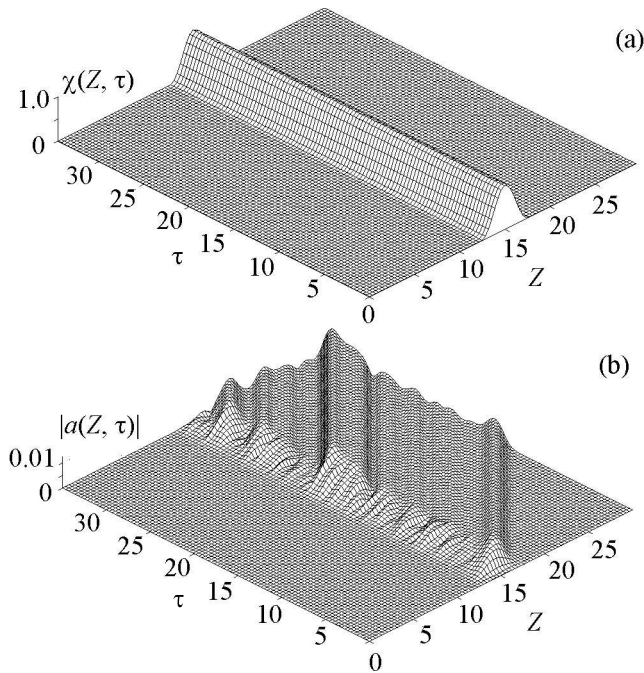


Рис.2. Многоимпульсный режим генерации рассеянного излучения в случае неподвижного пятна накачки. Пространственно-временное распределение амплитуды поля накачки (а) и амплитуды рассеянного сигнала (б) ( $B = 5$ ,  $r = 0.01$ )

ласть, облучаемая волной накачки, неподвижна. Распределение интенсивности по пятну накачки с нормированной шириной  $B = C\omega_c b/c$  аппроксимировалось функцией  $\chi(Z) = \sin^2(\pi Z/B)$  (рис.2а). Рассеянное излучение имеет многоимпульсный характер (рис.2б), поскольку каждая часть электронного пучка излучает практически независимо вследствие выноса излучения из области взаимодействия (пятна накачки). Процесс излучения в этом случае типичен для режима усиления собственных шумов (режим SASE – self-amplified spontaneous emission [8]). Средняя мощность импульсов в таком режиме относительно невелика, так как длина области усиления рассеянного излучения ограничена размерами пятна накачки.

Принципиально иная ситуация реализуется в случае, когда пятно накачки движется по пучку со скоростью, равной групповой скорости рассеянного излучения:  $\chi(Z, \tau) = \sin^2[\pi(Z - \tau)/B]$  (рис.3а). В такой ситуации на одной из границ области накачки формируется короткий одиночный импульс рассеянного излучения, который постоянно подпитывается немодулированными электронными фракциями (рис.3б). В результате на нормированной длине взаимодействия  $L = 30$  при одинаковом уровне начальной затравки

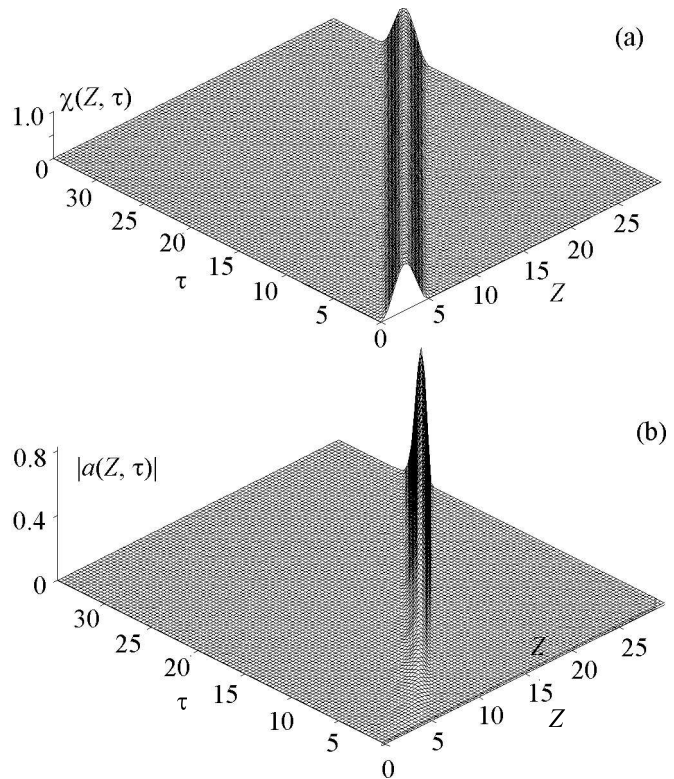


Рис.3. Генерация ультракороткого “гигантского” импульса в случае движения пятна накачки с групповой скоростью рассеянного излучения. Пространственно-временное распределение амплитуды поля накачки (а) и амплитуды рассеянного сигнала (б) ( $B = 5$ ,  $L = 30$ ,  $r = 0.01$ ).

$r$  амплитуда моноимпульса примерно в  $10^2$  раз превосходит амплитуду в многоимпульсном режиме. В случае точного совпадения скорости движения пятна накачки по пучку с групповой скоростью рассеянного излучения амплитуда подобного “гигантского” импульса растет пропорционально длине области взаимодействия  $L$ . При этом моделирование показывает, что эффект усиления достаточно выражен и при отличии указанных скоростей. Заметим также, что небольшое изменение угла падения при движении пятна накачки по электронному пучку не оказывает существенного влияния на указанный процесс.

В предшествующем анализе считалось, что частота накачки фиксирована:  $\Delta = 0$ . Однако если смещение пятна накачки обеспечивается за счет отражения частотно-модулированного лазерного импульса от дифракционной решетки, то необходимо принять во внимание зависимость параметра  $\Delta$  от времени. На рис.4 представлена пиковая амплитуда импульса рассеянного излучения как функция скорости изменения частоты накачки при линейной аппроксима-

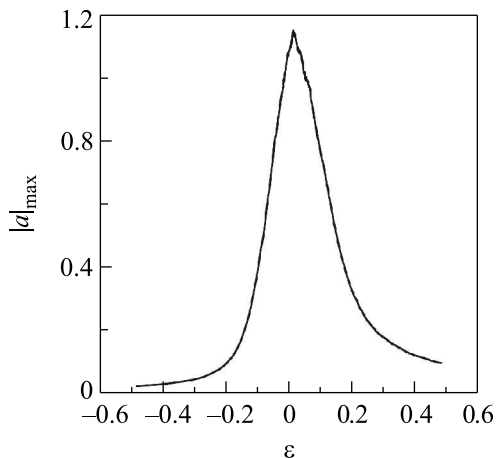


Рис.4. Зависимость пиковой амплитуды импульса рассеянного излучения от скорости изменения частоты накачки ( $B = 5$ ,  $L = 30$ ,  $r = 0.01$ )

мации указанной зависимости:  $\Delta = \varepsilon\tau$ . Видно, что при оптимально подобранном параметре  $\varepsilon$  пиковая амплитуда излучаемого импульса может быть дополнительно увеличена.

4. На основе проведенного анализа оценим практическую реализуемость предложенного механизма. Рассмотрим встречное рассеяние излучения неодимового лазера с длиной волны  $\lambda_i \sim 1$  мкм и мощностью 150 ГВт на сильноточном ленточном пучке с энергией электронов 300 кэВ и плотностью тока 30 кА/см<sup>2</sup>. В этом случае имеет место преобразование частоты вверх и возможно получение импульсов излучения ультрафиолетового диапазона:  $\lambda_s \sim 100$  нм. Фокусировка излучения лазера на площади  $100\lambda_i^2$  обеспечивает значение коэффициента усиления:  $C \sim 7 \cdot 10^{-5}$ . В этих условиях при смещении пятна накачки вдоль пучка на расстояние 30 см, что соответствует длительности лазерного импульса 1 нс, пиковая мощность выходного излучения при толщине электронного пучка 1 мм составит  $\sim 30$  МВт. Требуемое смещение пятна накачки при отражении от дифракционной решетки можно обеспечить вариацией частоты накачки на 0.3% при падении указанной волны под углом  $3^\circ - 5^\circ$  к направлению электронного потока. При попутном рассеянии излучения CO<sub>2</sub>-лазера с длиной волны 10 мкм на пучке с такими же

параметрами, возможно получение импульсов терагерцового излучения с длиной волны 100 мкм (3 ТГц) и мощностью 150 МВт. Необходимое изменение частоты волны накачки составляет в этом случае 5% при ее падении указанной под углом  $\sim 20^\circ$  к направлению электронного потока.

Заметим, что предлагаемая схема генерации интенсивных ультракоротких импульсов имеет определенную аналогию с известным в квантовой электронике режимом бегущей волны накачки [9, 10], в котором движение пятна накачки по активной двухуровневой среде синхронизируется с движением генерируемого импульса. Однако эффект рассеяния волны на релятивистском электронном пучке позволяет обеспечить преобразование частоты как вверх, так и вниз, для реализации которого важно соотношение фазовых скоростей волн в направлении поступательного движения электронов, что приводит к существенным отличиям в схеме смещения области накачки.

Работа поддержана Российским фондом фундаментальных исследований, проект # 05-02-17553.

1. N. S. Ginzburg, A. S. Sergeev, I. V. Zotova et al., Phys. Rev. Lett. **78**, 2365 (1997).
2. В. Г. Шпак, М. И. Яландин, Н. С. Гинзбург и др., ДАН **365**, 50 (1999).
3. N. S. Ginzburg, Yu. V. Novozhilova, A. S. Sergeev et al., Phys. Rev. E **60**, 3297 (1999).
4. А. А. Ельчанинов, С. Д. Коровин, В. В. Ростов и др., Письма в ЖЭТФ **77**, 314 (2003).
5. А. Г. Реутова, М. Р. Ульмаскулов, А. К. Шарыпов и др., Письма в ЖЭТФ **82**, 295 (2005).
6. В. Л. Гинзбург, *Теоретическая физика и астрофизика*, М.: Наука, 1975.
7. В. Л. Братман, Н. С. Гинзбург, М. И. Петелин, ЖЭТФ **49**, 777 (1979).
8. R. Bonifacio, L. De Salvo, P. Pierini et al., Phys. Rev. Lett. **73**, 70 (1994).
9. H. J. Pollard, T. Elsaesser, A. Seilmeier et al., Appl. Phys. B **32**, 53 (1983).
10. Zs. Bor, S. Szatmari, and A. Muller, Appl. Phys. B **34**, 145 (1984).