

09;10;12

О возможности генерации коротковолновых импульсов сверхизлучения при вынужденном встречном рассеянии мощной волны накачки на электронном сгустке

© Н.С. Гинзбург, И.В. Зотова, А.С. Сергеев,
Р.М. Розенталь, М.И. Яландин

Институт прикладной физики РАН, Нижний Новгород
Институт электрофизики УрО РАН, Екатеринбург
E-mail: radan@ief.intec.ru

Поступило в Редакцию 4 февраля 2000 г.

Теоретически исследован процесс вынужденного встречного рассеяния волны накачки на протяженном электронном сгустке, движущемся с релятивистской поступательной скоростью. Показано, что реализация сверхизлучательного режима обеспечивает когерентное излучение сгустком короткого электромагнитного импульса с частотой, существенно превосходящей частоту накачки.

1. В работах [1–5] теоретически исследована генерация импульсов сверхизлучения (СИ) на основе различных элементарных механизмов. Указанный процесс представляет собой когерентное излучение электронным сгустком электромагнитного импульса, обусловленное развитием группировки частиц внутри сгустка. При этом синфазность излучения различных частей сгустка, протяженность которого составляет несколько десятков длин волн, обеспечивается проскальзыванием волны относительно частиц вследствие отличия групповой скорости волны от поступательной скорости частиц. К настоящему времени генерация субнаносекундных микроволновых импульсов СИ для различных механизмов индуцированного излучения, включая циклотронный, черенковский и ондуляторный механизмы, наблюдалась экспериментально [6–9]. В этой связи представляет интерес исследование возможности генерации ультракоротких импульсов в процессе вынужденного комптоновского рассеяния мощной волны накачки на движущемся во встречном направ-

влении электронном густке. При релятивистских скоростях электронов вследствие эффекта Доплера частота рассеянного излучения должна существенно превышать частоту накачки.

В данной работе проведен теоретический анализ сверхизлучения в процессе вынужденного рассеяния применительно к электронному густке, движущемуся вдоль однородного магнитного поля через гладкий волновод. Рассмотрение основано как на модели, использующей описание движения электронов в поле двух электромагнитных волн в рамках метода усредненной пондеромоторной силы, так и на прямом численном моделировании в рамках PIC (particle in cell) кода KARAT.

2. Рассмотрим рассеяние волны накачки на электронном густке трубчатой конфигурации с радиусом R_b и длиной b , движущемся вдоль однородного ведущего магнитного поля $\mathbf{H}_0 = H_0 \mathbf{z}_0$ через гладкий цилиндрический волновод радиусом R . Представим поля падающей (индекс i) и рассеянной (индекс s) электромагнитных волн H -типа с помощью вектор-потенциалов:

$$\mathbf{A}_{i,s} = \text{Re} \left\{ \frac{A_{i,s}(z, t)}{k_{\perp i,s}} [\nabla_{\perp} \psi_{i,s}, \mathbf{z}_0] e^{i(\omega_{i,s} t - h_{i,s} z)} \right\}, \quad (1)$$

где $A_{i,s}(z, t)$ — медленно меняющиеся амплитуды волн, $\psi_{i,s} = J_{n_{i,s}}(k_{\perp i,s} r) e^{in_{i,s} \phi}$ — мембранные функции круглого волновода, $k_{\perp i,s}$, $h_{i,s}$ — поперечные и продольные волновые числа волн, $n_{i,s}$ — азимутальные индексы волн. Предположим выполненным условие комбинационного синхронизма:

$$\omega_s - h_s \nu_{\parallel} \approx \omega_i - h_i \nu_{\parallel} = \Omega. \quad (2)$$

Одновременно будем считать, что сигнальная и рассеянная волны далеки от циклотронного резонанса с электронами:

$$|\omega_{i,s} - h_{i,s} \nu_{\parallel} - \omega_H| \cdot T \gg 2\pi, \quad (3)$$

где $\omega_H = eH_0/m_0 c \gamma_0$ — гирочастота, $\gamma_0 = (1 - v_0^2/c^2)^{1/2}$ — релятивистский масс-фактор, ν_{\parallel} — продольная скорость электронов, T — характерное время взаимодействия.

В предположении, что амплитуда рассеянной волны является медленной функцией продольной координаты z и времени t , а амплитуда волны накачки фиксирована, процесс вынужденного рассеяния волны

накачки на движущемся электронном сгустке с учетом условий (2), (3) может быть описан следующей системой уравнений:

$$\left(\frac{\partial}{\partial z} + \frac{1}{v_{gr}} \frac{\partial}{\partial t}\right) a_s = if(t - z/v_{\parallel}) k_c a_i G I \frac{1}{\pi} \int_0^{2\pi} e^{-i\theta} d\theta_0,$$

$$\left(\frac{\partial}{\partial z} + \frac{1}{v_{\parallel}} \frac{\partial}{\partial t}\right)^2 \theta = \mu k_c^2 \text{Im}\{a_s a_i^* G^* e^{i\theta}\}, \quad (4)$$

где $a_{i,s} = eA_{i,s}/2m_0\gamma_0 c^2$ — нормированные амплитуды волн, $\theta = \omega_c t - h_c z$ — фаза электронов относительно комбинационной волны, $k_c = \omega_c/c$, $\omega_c = \omega_s - \omega_i$, $h_c = h_s - h_i$ — частота и продольное волновое число комбинационной волны,

$$G = \frac{\Omega}{\beta_{\parallel}} \left\{ \frac{J_{n_i+1}(k_{\perp i} R_b) J_{n_s+1}(k_{\perp s} R_b)}{\Omega + \omega_H} + \frac{J_{n_i-1}(k_{\perp i} R_b) J_{n_s-1}(k_{\perp s} R_b)}{\Omega - \omega_H} \right\} e^{i(n_s - n_i)\phi}$$

— коэффициент связи электронов с волной, $\mu = \gamma_0^{-2} \beta_{\parallel}^{-3}$ — параметр группировки, v_{gr} — групповая скорость рассеянной волны,

$$I = \frac{eJ_0}{m_0 c^3} \frac{1}{2\gamma_0 h_s k_c R^2 N_s}$$

— параметр тока, J_0 — ток пучка, $N_s = (1 - n_s^2/v^2) J_{n_s}^2(v)$ — норма рассеянной волны, $v = k_{\perp s} R$ — корень уравнения $J'_{n_s}(x) = 0$, функция $f(x)$ описывает невозмущенный профиль электронного сгустка. Вводя новые независимые переменные $\zeta = Ck_c z$, $\tau = (1/\beta_{gr} - 1/\beta_{\parallel})^{-1} C\omega_c(t - z/v_{\parallel})$ можно свести систему уравнений (4) к виду

$$\frac{\partial a}{\partial \zeta} + \frac{\partial a}{\partial \tau} = f(\tau) \frac{i}{\pi} \int_0^{2\pi} e^{-i\theta} d\theta_0 \quad \frac{\partial^2 \theta}{\partial \zeta^2} = \text{Im}\{a e^{i\theta}\} \quad (5)$$

с начальными и граничными условиями:

$$a|_{\tau=0} = a_0, \theta|_{\zeta=0} = \theta_0 + r \cos \theta_0, \left. \frac{\partial \theta}{\partial \zeta} \right|_{\zeta=0} = 0, \quad \theta_0 \in [0, 2\pi),$$

где $a = a_s a_i^* \mu G^* / C^2$, $C = (\mu I |a_i G|^2)^{1/3}$ — параметр усиления, параметр r описывает малую начальную модуляцию плотности сгустка.

При моделировании параметры были выбраны близкими к условиям планируемого эксперимента на основе двух синхронизированных ускорителей РАДАН [7–9], формирующих электронные пучки нано- и субнаносекундной длительности. На базе первого пучка в генераторе типа ЛОВ с рабочей волной E_{01} будет генерироваться волна накачки мощностью до 60 MW и частотой 38 GHz. С помощью волноводного трансформатора эта волна преобразуется в моду поперечно-электрического типа H_{11} , и через систему двух квазиоптических зеркал излучение передается в волновод, в котором движется субнаносекундный электронный сгусток, формируемый вторым ускорителем. Планируемые параметры эксперимента: ток сгустка 200 А, энергия частиц 250 keV, длительность 250 ps, радиус сгустка 0.2 см, ведущее магнитное поле 13 kOe, радиус волновода 0.3 см. Предполагается, что рассеяние будет иметь место в волне с той же структурой поля, что и у волны накачки.

Диаметр волновода, в котором должен наблюдаться процесс рассеяния, целесообразно выбрать близким к критическому для волны накачки. В этом случае уменьшается групповая скорость этой волны и при заданном потоке мощности для волн поперечно-электрического типа (в этой связи и требуется преобразование волны E_{01} в волну H_{11}) увеличивается напряженность поперечного электрического поля и соответственно приобретаемая электронами в этом поле осцилляторная

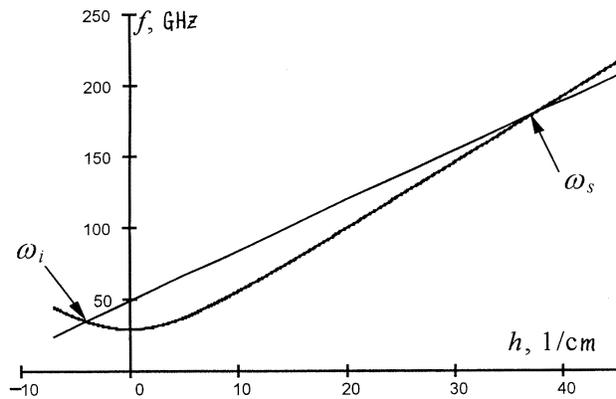


Рис. 1. Дисперсионная характеристика волновода и электронного пучка.

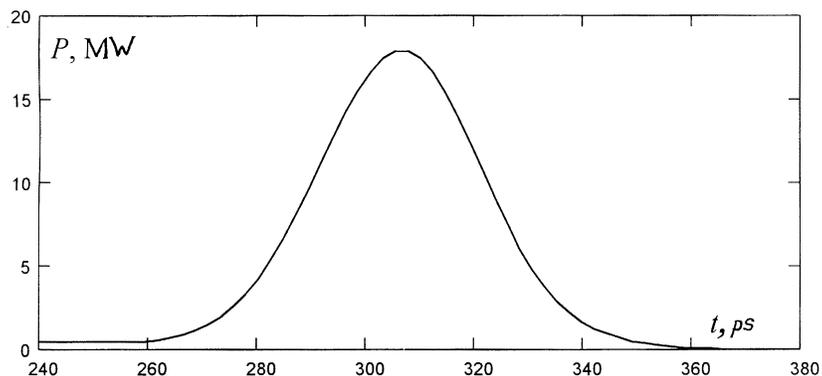


Рис. 2. Зависимость мощности импульса рассеянного излучения от времени.

скорость. Так, при уменьшении радиуса волновода от 0.4 до 0.3 см групповая скорость волны накачки снижается до $\beta_{gr}^i \approx 0.5$, при этом осцилляторная скорость частиц возрастает почти в полтора раза до $\beta_{\perp} \approx 0.13$. Как следует из дисперсионной диаграммы (рис. 1), при выбранных параметрах частота рассеянной волны будет порядка 170 GHz. На рис. 2 представлены результаты моделирования уравнений (5) при длине пространства взаимодействия 20 см и длительности электронного сгустка 250 ps. Как видно из рисунка, длительность рассеянного импульса составит порядка 100 ps, а пиковая мощность 17 MW.

3. Возможность наблюдения СИ в условиях вынужденного рассеяния волн подтверждается также моделированием в рамках PIC-кода КАРАТ. При моделировании в качестве аналога экспериментальной системы использовалась упрощенная двумерная плоская модель. В рамках данной модели процесс рассеяния имел место в планарном волноводе, в котором поле накачки представляло собой волну H_{01} на частоте 38 GHz. Остальные параметры: плотность мощности накачки 100–150 MW/cm, ток пучка 200–500 A/cm, энергия электронов 200 keV, ведущее магнитное поле 12 kOe, групповая скорость волны накачки $\beta_{gr} \approx 0.5$ — соответствовали предыдущей модели, однако длительность электронного импульса была увеличена до 700 ps.

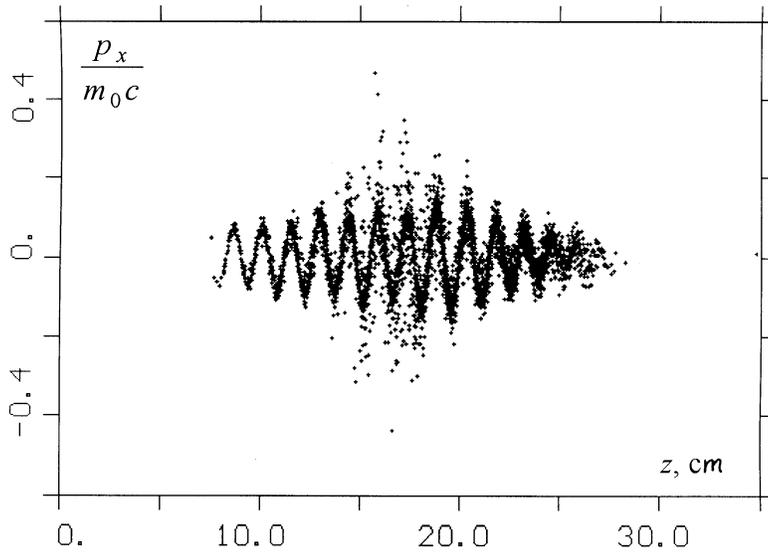


Рис. 3. Фазовый портрет электронного сгустка, осциллирующего в поле накачки.

На рис. 3,4 представлены фазовый портрет электронного сгустка, осциллирующего в поле накачки, а также импульс рассеянного излучения и его спектр. Видно, что центральная частота спектра рассеянного излучения 150 GHz, а пиковая мощность порядка 1.5 MW. Уменьшение пиковой мощности излучения по сравнению с предыдущей моделью может быть объяснено более полным учетом факторов, имеющих место в реальных условиях: позиционным разбросом электронов, влиянием пространственного заряда и т.п.

Таким образом, обе теоретические модели подтверждают возможность наблюдения вынужденного рассеяния волн в сверхизлучательном режиме. Заметим в заключение, что рассматриваемый механизм перспективен и для генерации импульсов электромагнитного излучения в субмиллиметровом диапазоне. Действительно, при повышении энергии электронных сгустков до 300 keV и частоты волны накачки до 70 GHz частота рассеянного излучения будет лежать в диапазоне 400–500 GHz.

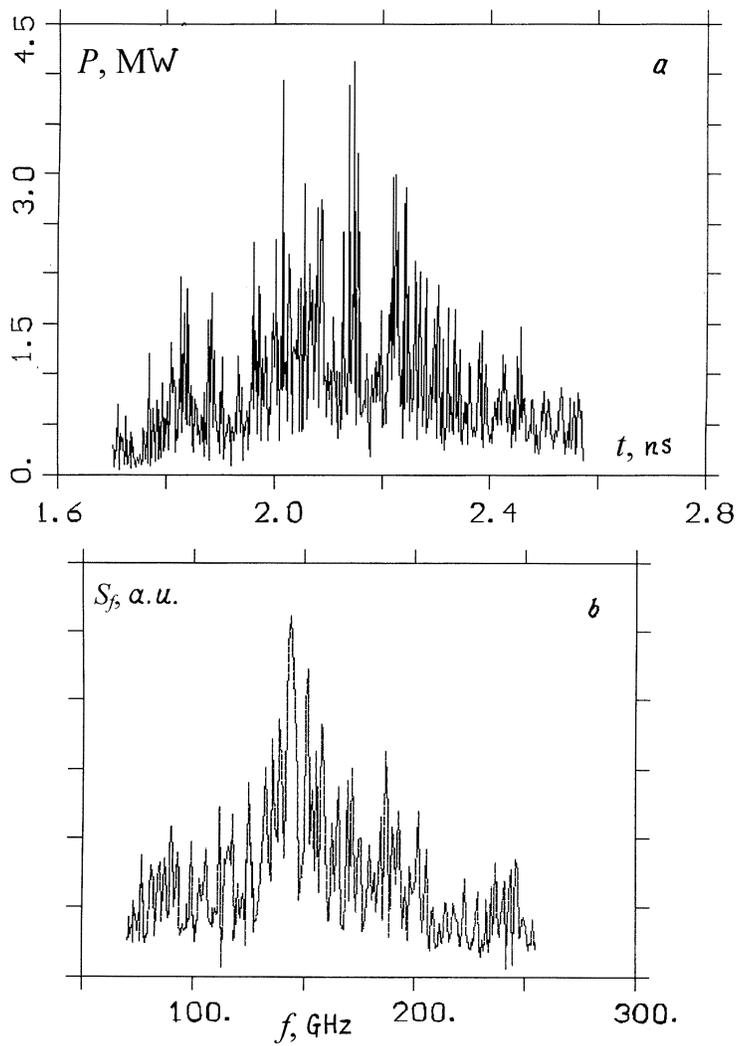


Рис. 4. Импульсы рассеянного излучения через сечение $z = 0$ (a) и его спектр (b), полученные при моделировании в рамках кода КАРАТ для плоской модели.

Работа выполнена при поддержке Российского фонда фундаментальных исследований, грант № 98-02-17308, а также программы МНТП "Физика микроволн", проект 1.13.

Список литературы

- [1] *Bonifacio R., Piovella N., McNeil B.W.J.* // Phys. Rev. 1991. V. A44. P. 3441–3444.
- [2] *Гинзбург Н.С.* // Письма в ЖТФ. 1988. Т. 14. В. 5. С. 440.
- [3] *Гинзбург Н.С., Зотова И.В., Сергеев А.С.* // Письма в ЖЭТФ. 1994. Т. 60. В. 7. С. 501–505.
- [4] *Железняков В.В., Кочаровский В.В., Кочаровский Вл.В.* // Изв. вузов. Радиофизика. 1986. Т. 29. № 9. С. 1095–1116.
- [5] *Гинзбург Н.С., Новожилова Ю.В., Сергеев А.С.* // Письма в ЖТФ. 1996. Т. 22. В. 3. С. 39–44.
- [6] *Ginzburg N.S., Sergeev A.S., Zotova I.V., Konoplev I.V., Phelps A.D.R., Cross A.W., Cooke S.J., Shpak V.G., Yalandin M.I., Shunailov S.A., Ulmaskulov M.R.* // Phys. Rev. Lett. 1997. V. 78. N 12. P. 2365–2369.
- [7] *Jaroszynski D.A., Chaix P., Piovella N.* // Phys. Rev. Lett. 1997. V. 78. N 9. P. 1699–1702.
- [8] *Ginsburg N.S., Sergeev A.S., Novozhilova Yu.V., Peskov N.Yu., Zotova I.V., Konoplev I.V., Phelps A.D.R., Cross A.W., Cooke S.J., Shpak V.G., Yalandin M.I., Shunailov S.A., Ulmaskulov M.R.* // Nucl. Instr. and Meth. in Phys. Res. 1997. V. A393. P. 352–358.
- [9] *Ginzburg N.S., Novozhilova Yu.V., Sergeev A.S., Zotova I.V., Peskov N.Yu., Phelps A.D.R., Cross A.W., Wiggins S.M., He W., Ronald K., Shpak V.G., Yalandin M.I., Shunailov S.A., Ulmaskulov M.R.* // Phys. Rev. 1999. V. E60. P. 3297–3304.