

## ВЫНУЖДЕННОЕ ОНДУЛЯТОРНОЕ ИЗЛУЧЕНИЕ И ЭФФЕКТ ЭНЕРГЕТИЧЕСКОЙ ФАЗИРОВКИ

М.В. Кузнецов, В.А. Панин, А.П. Плотников, А.А. Рухадзе

*Исследована нелинейная динамика ондуляторного излучения на релятивистских электронных пучках. Показано, что в случае сильного релятивизма пучка имеется новый механизм неустойчивости, обусловленный эффектом энергетической фазировки. Получены и проанализированы нелинейные аналитические решения для амплитуды рассеянной волны и эффективности излучения.*

Развитие излучательной неустойчивости в релятивистских электронных пучках связано с пространственной группировкой электронов в тормозящих фазах комбинационной волны /1-4/. При этом также меняются импульсы электронов, то есть, наряду с пространственной, происходит и импульсная или энергетическая группировка электронов в пучке. В нерелятивистских пучках импульсная группировка пропорциональна пространственной и обе они происходят практически одновременно.

При рассеянии электромагнитных волн на релятивистских потоках изменение импульса или энергии электрона происходит намного быстрее пространственной группировки. Действительно, небольшое изменение скорости релятивистского электрона вызывает небольшое изменение его положения в пространстве и значительное изменение импульса. В этих условиях работает принципиально новый механизм энергетической фазировки электронов, приводящий также к развитию излучательной неустойчивости.

Рассмотрим начальную задачу о взаимодействии релятивистского пучка электронов с полем двух электромагнитных волн при наличии в системе бесконечно сильного продольного (по отношению к пучку) магнитного поля. Рассматривая для простоты случай ондуляторного излучения, когда мощная волна накачки является фиксированной, запишем нелинейные уравнения, описывающие динамику сигнальной волны и электронов пучка /4/:

$$d\epsilon/d\tau = - (1/\pi) \int_0^{2\pi} p^{-3} e^{-iy} dy_0, \quad dp/d\tau = (1/4) \mu p^{-3} (\epsilon e^{iy} + \text{к.с.}), \quad dy/d\tau = (p^2 - 1)/\mu p^2. \quad (1)$$

Здесь  $\tau = |\delta\omega|t$  — время, обезразмеренное на нерелятивистский инкремент неустойчивости;  $y = k_0 z$  — обезразмеренная на волновое число комбинационной волны координата электрона;  $\epsilon$  — безразмерная амплитуда сигнальной волны;  $p$  — безразмерный импульс электронов, причем  $p(\tau = 0) = 1$ , а величина  $\mu = 2\gamma^2 |\delta\omega/\omega_0|$  имеет смысл параметра релятивизма пучка /7/,  $\gamma = (1 - u^2/c^2)^{-1/2}$ ,  $u$  — скорость невозмущенного пучка. Частота  $\omega_0$  определяется разностью частот сигнальной волны  $\omega_1$  и волны накачки  $\omega_2$  (в случае ондуляторного излучения  $\omega_2 = 0$ ). Вывод уравнений (1) дан в работе /5/. Эффективность излучения определяется формулой: КПД =  $(1/8)\mu(|\epsilon|^2 - |\epsilon_0|^2)$ , где  $\epsilon_0$  — начальная амплитуда сигнальной волны. Для реализации механизма энергетической фазировки принципиальным является наличие волны накачки. Дело в том, что существенное отличие системы (1) от уравнений для обычной пучковой неустойчивости заключается в появлении в первом и втором уравнениях (1) множителя  $p^{-3}$ , который обусловлен волной накачки. В этом нетрудно убедиться, проведя стандартную процедуру усреднения по быстрым осцилляциям в полях сигнальной волны и волны накачки /1/. Математически именно множители  $p^{-3}$  соответствуют механизму энергетической фазировки электронов. В работе /5/ рассматривалась нелинейная динамика обычной пучковой неустойчивости на релятивистском потоке и исследовались уравнения, аналогичные (1), но без сомножителей типа  $p^{-3}$ , которые обусловлены наличием волны накачки. Явление энергетической фазировки в этом случае не возникает.

В линейном приближении, представляя координату и импульс электрона в виде  $y = y_0 + \tilde{y}$ ,  $p = 1 + \tilde{p}$ , где  $|\tilde{y}| \ll 1$ ,  $|\tilde{p}| \ll 1$ , из системы уравнений (1) получим следующее дисперсионное уравнение для безразмерного инкремента  $\delta$ :  $\delta^3 + (3/2)\mu\delta = 1$ . В случае  $\mu \ll 1$  следует обычный инкремент для томсоновского рассеяния  $1/6/\delta = (-1 + i\sqrt{3})/2$ , а при  $\mu \gg 1$

$$\delta = i\sqrt{3\mu/2}. \quad (2)$$

Неустойчивость с инкрементом (2), несмотря на отсутствие у него реальной добавки к частоте, является излучательной, поскольку в процессе рассеяния амплитуда сигнальной волны растет.

Из последнего уравнения системы (1) видно, что  $y \sim y_0$ , при  $\mu \gg 1$ , то есть пространственная группировка электронов мала. Из второго уравнения системы (1) видно, что на электрон действует сила, пропорциональная  $p^{-3}$ . Таким образом в ускоряющей фазе поля импульс  $p$  электрона растет, а сила падает, что приводит к ослаблению взаимодействия. Если же электрон находится в тормозящей фазе, его импульс уменьшается, а взаимодействие становится все более интенсивным. В этом и заключается эффект энергетической фазировки.

Таким образом, в условиях сильного релятивизма пучка эффектом пространственной группировки электронов можно пренебречь. При этом второе уравнение системы (1) интегрируется

$$p = (1 + 2\mu a \cos y_0)^{1/4}. \quad (3)$$

Здесь введена новая переменная  $da/d\tau = \epsilon$ , причём  $a$  и  $\epsilon$  без ограничения общности считаем действительными величинами. Тогда из первого уравнения системы (1) с учетом (3) получим уравнение для  $a$ :

$$\frac{d^2 a}{d\tau^2} = -\frac{1}{\pi} \int_0^{2\pi} \frac{\cos y_0 dy_0}{(1 + 2\mu a \cos y_0)^{3/4}}$$

В линейном приближении отсюда следует инкремент (2). Вводя новые переменные  $X = 2\mu a$ ,  $\xi = \sqrt{(3/2)\mu} \tau$ , получим

$$\frac{d^2 X}{d\xi^2} = -\frac{4}{3\pi} \int_0^{2\pi} \frac{\cos y_0 dy_0}{(1 + X \cos y_0)^{3/4}}, \quad \text{КПД} = \frac{3}{64} \left( \frac{dX}{d\xi} \right)^2. \quad (4)$$

В случае адиабатических начальных условий ( $\epsilon_0(\tau=0) = 0$ ) из первого уравнения (4) имеем

$$\left( \frac{dX}{d\xi} \right)^2 = \frac{64}{3} \left[ 1 - \frac{1}{2\pi} \int_0^{2\pi} (1 + X \cos y_0)^{1/4} dy_0 \right].$$

Поскольку  $X_{\max} = 1$ , то максимальная эффективность ондуляторного излучения определяется выражением

$$(\text{КПД})_{\max} = 1 - \frac{1}{2\pi} \int_0^{2\pi} (1 + \cos y_0)^{1/4} dy_0 \approx 0,16. \quad (5)$$

Для сравнения приведем результаты численных расчетов уравнений (1). На рис. 1 изображена временная динамика при  $\mu = 0,35$  величин  $\epsilon$ ,  $\tilde{p}$  и  $\rho$ , где  $\tilde{p} = (1/\pi) \int_0^{2\pi} p^{-3} \cos y dy_0$  характеризует импульсную или энергетическую группировку электронов, а  $\rho = (1/\pi) \int_0^{2\pi} \cos y dy_0$  — пространственную. Видно резкое нарастание амплитуды сигнальной волны, что обусловлено эффектом энергетической фазировки ( $\tilde{p} \sim 24$ ).

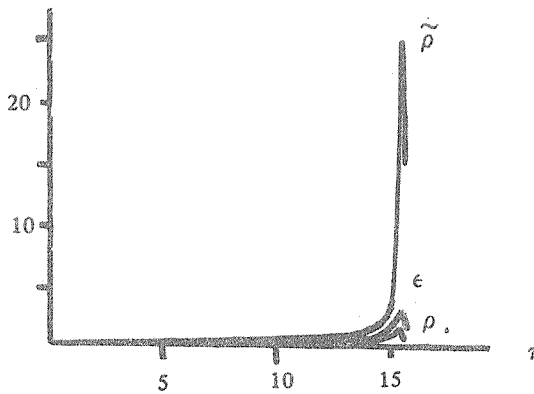


Рис. 1. Зависимость величин  $\epsilon$ ,  $\rho$ ,  $\tilde{\rho}$  от времени  $\tau$ .

Пространственная модуляция пучка в этом случае невелика ( $\rho \lesssim 1$ ). Эффективность излучения, согласно численным расчетам, составляет  $\sim 19\%$ . Некоторое расхождение в числовых значениях  $(\text{КПД})_{\text{max}}$  можно объяснить тем, что формула (5) справедлива, строго говоря, при  $\mu \gg 1$ .

Согласно результатам численных расчетов эффект энергетической фазировки дает существенный вклад в механизм неустойчивости уже при  $\mu \lesssim 1$ . При этом, однако, процесс энергетической фазировки конкурирует с фазировкой пространственной.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Братман В. Л., Гинзбург Н. С., Петелин М. И. ЖЭТФ, 76, 930 (1979).
2. Огневенко В. В. Радиотехника и электроника, 27, 1818 (1982).
3. Братман В. Л., Гинзбург Н. С., Денисов Г. Г. Радиотехника и электроника, 27, 1373 (1982).
4. Кузелев М. В. ЖТФ, 32, 1029 (1983).
5. Кузелев М. В., Рухадзе А. А., Санадзе Г. В. ЖЭТФ, 89, 1591 (1985).
6. Кузелев М. В., Рухадзе А. А. УФН, 152, 285 (1987).
7. Кузелев М. В., Рухадзе А. А. Краткие сообщения по физике ФИАН, № 4, 25 (1988).

Институт общей физики АН СССР

Поступила в редакцию 20 сентября 1988 г.