

## СВЕРХИЗЛУЧЕНИЕ ЭЛЕКТРОННОГО СГУСТКА, ДВИЖУЩЕГОСЯ В ПЕРИОДИЧЕСКОМ МАГНИТНОМ ПОЛЕ

*Н.С.Гинзбург, А.С.Сергеев*

*Институт прикладной физики АН СССР  
603600, Н.Новгород*

Поступила в редакцию 19 августа 1991 г.

Показано, что при движении электронного сгустка (слоя) в периодическом магнитном поле возникает спонтанное когерентное излучение (сверхизлучение). Когерентность обусловлена бунчировкой частиц внутри сгустка под действием пондермоторной силы - силы реакции излучения.

1. Одним из примеров эффекта спонтанного когерентного излучения (или сверхизлучения Дике <sup>1-4</sup>) в системах классических осцилляторов может служить излучение электронного сгустка, движущегося в периодическом магнитном (ондуляторном) поле. Предполагается, что размер сгустка велик в масштабе длины волны излучения, но мал в масштабе длины ондулятора, так что время жизни электрона в ондуляторном поле (в отличие от ситуации, традиционно исследуемой в теории лазеров на свободных электронах <sup>5,6</sup>) можно считать бесконечным. Указанный сгусток будет представлять собой движущийся активный резонатор, внутри которого развивается беспороговая неустойчивость <sup>7</sup>, приводящая к бунчировке частиц и последующему их когерентному излучению. При этом, если в сопровождающей системе отсчета  $K'$  частота излучения одинакова в различных направлениях и примерно совпадает с частотой осцилляций электронов, то в лабораторной системе отсчета  $K$  благодаря эффекту Доплера частота будет зависеть от угла наблюдения. Таким образом, рассматриваемое излучение обладает свойствами как индуцированных (когерентность), так и спонтанных (разнонаправленность, многочастотность, беспороговость) процессов.

2. Исследуем здесь нелинейную стадию эффекта сверхизлучения в рамках одномерной модели. Предположим, что сгусток представляет собой слой ширины  $b$  в  $z$  - направлении и безграничный в направлении  $x, y$ . Рассмотрение проведем в сопровождающей системе  $K'$ , где поле ондулятора трансформируется в поле электромагнитной волны накачки, заданной вектор-потенциалом

$$\vec{A}_u' = \text{Re}[\vec{x}_0 A_u' e^{i(\omega_u' t' + h_u' z')}], \quad (1)$$

где  $h_u' = \gamma h_u$ ,  $\omega_u' = \gamma \chi h_u$ ,  $h_u = 2\pi/d$ ,  $d$  - период ондулятора,  $\gamma = (1 - v_0^2/c^2)^{-1/2}$ ,  $v_0$  - поступательная скорость слоя. Накачка сообщает частицам осцилляторную скорость:  $v_x' = \text{Re} \left[ \frac{e A_u'}{mc} e^{i(\omega_u' t' + h_u' z')} \right]$ . Поле, излучаемое (рассеиваемое) осциллирующими частицами, может быть представлено в виде двух волн, бегущих в  $\pm z'$ -направлениях

$$\vec{A}'^{\pm} = \text{Re}[\vec{x}_0 A_s'^{\pm}(z', t') e^{i(\omega_s' t' \mp h_s' z')}], \quad (2)$$

где  $h_s' = \omega_s'/c$ ,  $\omega_s'$  - несущая частота (далее считаем  $\omega_s' = \omega_u'$ ). Совместное воздействие на электроны полей (1), (2) приведет к появлению усредненной пондермоторной силы, ответственной за бунчировку электронов

$$F'_{\text{панд}} = -\frac{e^2}{4\pi\omega'_u{}^2} \frac{\partial}{\partial z'} \text{Re}[A'_u A'_s{}^+ e^{i(h'_s + h'_u)z'} + A'_u A'_s{}^- e^{i(h'_s - h'_u)z'}]. \quad (3)$$

Для численного моделирования процесса сверхизлучения разобьем слой на  $N_\Sigma$  плоскостей (макроэлектронов) с координатами  $z'_n(t'_1 z'_{0n})$ , где  $z'_{0n}$  - начальные координаты макроэлектронов. Указанные макроэлектроны взаимодействуют между собой посредством пондермоторной силы (3) и силы кулоновского расталкивания  $F'_{\text{кул}}$  (считаем, что статический заряд электронов скомпенсирован неподвижным ионным фоном). Уравнения движения макроэлектронов в лагранжевых переменных могут быть представлены в форме

$$\frac{d\beta'_n}{d\tau'} = F'_{\text{панд}} + F'_{\text{кул}}, \quad \frac{dZ'_n}{d\tau'} = \beta'_n, \quad (4)$$

где

$$F'_{\text{панд}} = \frac{\alpha'^2_u q' B'}{8N_\Sigma} \left[ -\sum_m^{N^+(n)} \nu_+ \cos(Z'_n - Z'_m) + \sum_m^{N^-(n)} \nu_- \cos(Z'_n - Z'_m) \right],$$

$$F'_{\text{кул}} = \frac{q' B'}{2N_\Sigma} [N^+(n) - N^-(n) - N_i^+(n) + N_i^-(n)].$$

Начальные условия задавались в виде

$$Z'_n|_{\tau'=0} = B' \left( \frac{n-1}{N_\Sigma - 1} - \frac{1}{2} \right), \quad \beta'_n|_{\tau'=0} = 0, \quad n = [1, N_\Sigma].$$

Здесь  $\tau' = \omega'_u t'$ ,  $Z' = \omega'_u / cz'$ ,  $v' = \beta' c$ , - скорость продольных смещений,  $q' = \omega_p'^2 / \omega_u'^2$ ,  $\omega_p' = \sqrt{\frac{4\pi e^2 \rho'_0}{m}}$ ,  $\rho'_0$  - плотность слоя,  $B' = \frac{\omega'_u}{c} b'$ ,  $\alpha'_u = eA'_u / mc^2$ ,  $\nu_\pm = (h'_s \pm h'_u)c / \omega'_u$ ,  $N^\pm(n)$  - число электронов с координатами, большими (меньшими), чем  $Z'_n$ ,  $N_i^\pm(n)$  - то же для компенсирующего ионного фона.

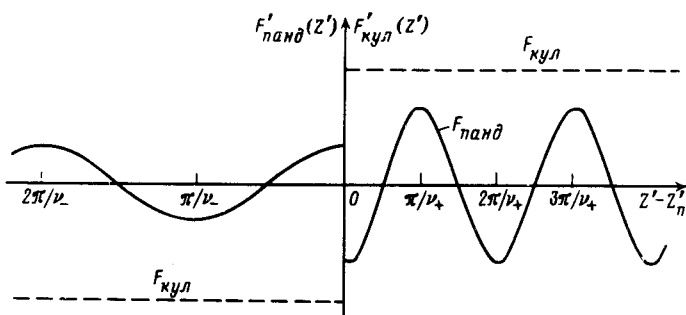


Рис. 1. Зависимость от продольной координаты пондермоторной силы, с которой один макроэлектрон воздействует на остальные макроэлектроны. Пунктир - сила кулоновского расталкивания

Для амплитуд излучаемых электронами волн имеем

$$\alpha_s^{\pm} = eA_s^{\pm} / mc^2 = \frac{iq' \alpha'_u B'}{4N_\Sigma} \sum_m^{N^\pm} e^{-i\nu_\pm |Z' - Z'_m(\tau')|}.$$

На рис.1 показана зависимость от продольной координаты пондермоторной силы, с которой один макроэлектрон воздействует на остальные. В отличие от силы кулоновского расталкивания (пунктир) эта сила в ближней зоне является

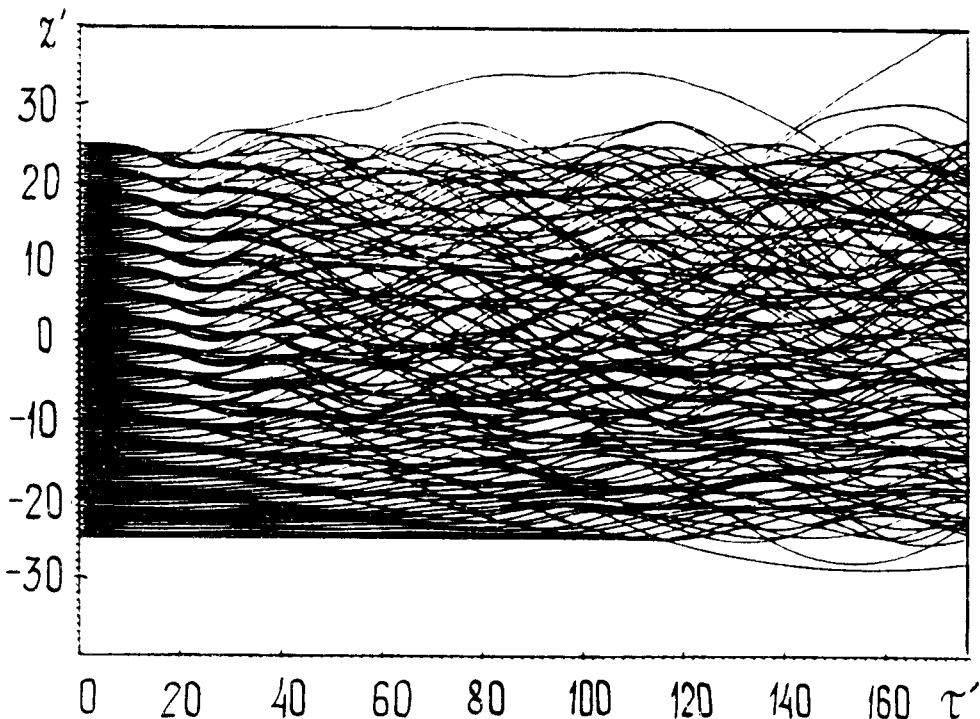


Рис. 2. Зависимость от времени координат макроэлектронов;  $q' = 0,04$ ,  $\alpha'_u = 0,77$ ,  $\nu_+ = 2$ ,  $\nu_- = 0,1$ ,  $B' = 50$

притягивающей. Такой характер поведения силы взаимодействия должен приводить к неустойчивости и разбиению слоя на когерентно излучающие сгустки, что для начальной стадии процесса ( $\tau' \approx 10..20$ ) ясно видно из рис.2, где представлены зависимости координат электронов от времени. При этом в рассматриваемом случае релятивистского  $\gamma \gg 1$  движения слоя (в лабораторной системе  $K$ ), когда  $h'_s \approx h'_u$  и  $\nu^+ \gg \nu^-$  ( $\nu^+ = 2$ ,  $\nu^- = \gamma^{-2}/2$ ), определяющее воздействие на движение электронов оказывает компонента пондеромоторной силы, обусловленная волной  $A'_s^+$ , то есть волной, распространяющейся навстречу волне накачки (в направлении поступательного движения в системе  $K$ ). Соответственно электроны бунчируются таким образом, чтобы обеспечить существенное возрастание амплитуды этой волны по сравнению с начальным моментом времени (рис.3). При идеальной группировке электронов максимальное значение амплитуды этой волны определяется соотношением

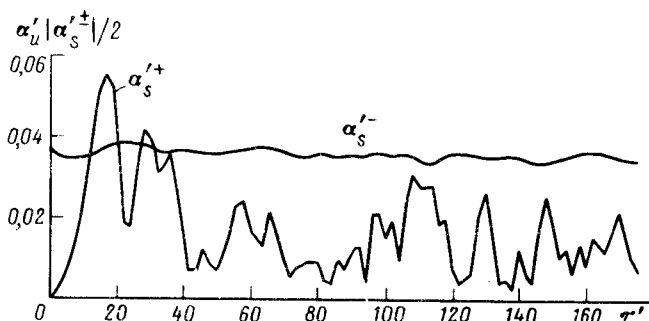


Рис. 3. Амплитуды излучаемых волн  $|\alpha'_s|^{\pm}$  как функции времени;  $q' = 0,04$ ,  $\alpha'_u = 0,77$ ,  $\nu_+ = 2$ ,  $\nu_- = 0,1$ ,  $B' = 50$

$|\alpha_s'^+| = q' \alpha_u' B' / 4$ . Пиковая амплитуда поля на рис.3 примерно в 2,7 раза меньше этой величины. Таким образом, в определенный момент времени  $\tau' \simeq 15$  достигается высокая степень когерентности излучения частиц. При больших временах происходит сильное перемешивание частиц внутри слоя и амплитуда волны  $A_s'^+$  падает.

3. Рассмотрим теперь особенности сверхизлучения в лабораторной системе отсчета. Если в сопровождающей системе частоты волн, излучаемых слоем в  $\pm z'$ -направлениях, совпадали, то в лабораторной системе при  $v_0 \rightarrow c$  эти частоты будут существенно отличаться  $\omega^+ / \omega^- \simeq 2\gamma^2 \gg 1$ . Соответственно с учетом закона сохранения числа квантов получаем, что мощность, излучаемая в положительном направлении оси  $z$ , будет существенно превосходить мощность, излучаемую в противоположном направлении

$$\frac{P^+}{P^-} = \frac{\omega^+}{\omega^-} \frac{P'^+}{P'^-} \simeq 2\gamma^2,$$

где  $P'^{\pm} = |A_s'^{\pm}|^2 / 8\pi c \omega_u'^2$ . Таким образом, в лабораторной системе отсчета основная доля энергии сверхизлучения будет сосредоточена в коротковолновой компоненте, и исследованный эффект может рассматриваться как перспективный метод получения когерентного излучения в особенности в диапазонах, в которых отсутствуют эффективные отражатели.

Заметим в заключение, что проведенный выше анализ остается в силе, когда осцилляции сообщаются движущемуся или неподвижному электронному ступку бегущей электромагнитной волной накачки.

- 
1. Dicke R.H. Phys. Rev., 1954, 93, 99.
  2. Железняков В.В., Кочаровский В.В., Кочаровский Вл.В. УФН, 1989, 159, 256.
  3. Андреев А.В., Емельянов В.И., Ильинский Ю.А. Кооперативные явления в оптике. М.: Наука, 1988.
  4. Гинзбург Н.С., Сергеев А.С. ЖЭТФ, 1991, 99, 484.
  5. Sprangle P., Smith R.H. Phys. Rev. A, 1980, 21, 293.
  6. Братман В.Л., Гинзбург Н.С., Петелин М.И. ЖЭТФ, 1979, 76, 930.
  7. Гинзбург Н.С. Письма в ЖТФ, 1988, 14, 448.