

09;10 -

КОЛЛЕКТИВНОЕ УСКОРЕНИЕ СГУСТКА ЧАСТИЦ  
В ПЛОСКОЙ ЭЛЕКТРОМАГНИТНОЙ ВОЛНЕ,  
ОБУСЛОВЛЕННОЕ ЭФФЕКТОМ  
СВЕРХИЗЛУЧАТЕЛЬНОЙ НЕУСТОЙЧИВОСТИ

Н.С. Гинзбург, Ю.В. Новожилова

В последнее время все более возрастающий интерес проявляется к исследованию процессов коллективного когерентного излучения (сверхизлучения) пространственно-локализованных ансамблей классических электронов-осцилляторов [1-5]. В настоящей работе показано, что если осцилляторное движение сообщается электронам полем внешней электромагнитной волны накачки, то процесс сверхизлучательной неустойчивости будет сопровождаться пондеромоторным эффектом, в результате которого частицы электронного сгустка будут ускоряться за счет импульса, передаваемого им волной накачки.

Рассмотрим процесс коллективного ускорения в рамках простейшей модели, предполагая, что электронный сгусток представляет собой первоначально неподвижный слой, протяженный (в масштабе длины волны накачки) в  $y$  и  $z$  направлениях и бесконечно тонкий в  $x$  направлении. Волна накачки распространяется в положительном направлении оси  $z$  (например, в полосковом волноводе, рис. 1) и задается вектор-потенциалом  $\vec{A}_i = \text{Re}[\vec{y}_0 A_i e^{i(\omega_i t - k_i z)}]$ . Для исследуемой геометрии электронного слоя рассеиваемое в результате развития сверхизлучательной неустойчивости электромагнитное поле можно считать совокупностью плоских волн, распространяющихся перпендикулярно слою. Соответственно рассеянное поле может быть записано в виде  $\vec{A}_s = \text{Re}[\vec{y}_0 A_s(t - |x|/c) e^{i\omega_s(t - |x|/c)}]$ , где  $A_s$  медленно меняющаяся амплитуда,  $\omega_s$  - несущая частота (далее для определенности считаем  $\omega_s = \omega_i$ ).

Движение электронов в указанных полях представляет собой сумму быстро осцилляторных движений и медленно продольного дрейфового движения под действием усредненной пондеромоторной силы:  $F_z = -\frac{e^2}{2\epsilon} \frac{\partial}{\partial z} \text{Re}[A_s A_i^* e^{ik_i z}]$ . Усредненное движение при произвольной энергии электронов  $\vec{E} = mc^2 \gamma$  может быть описано уравнениями

$$\frac{d\rho}{d\tau} = -\frac{1}{2\sqrt{1+\rho^2}} \text{Re}(i\alpha_s |_{x=0} \alpha_i^* e^{iz}), \quad \frac{dZ}{d\tau} = \frac{\rho}{\sqrt{1+\rho^2}}, \quad (1)$$

где  $\rho = p_z/mc$  - безразмерный продольный импульс,  $Z = k_i z$  - координата,  $\tau = \omega_i t$  - время,  $\alpha_{s,i} = eA_{s,i}/mc^2$  - нормированные амплитуды волн. Используем лагранжевы переменные, предполагая  $\rho = \rho(Z_0, \tau)$ ,  $Z = Z(Z_0, \tau)$ , где  $Z_0 = k_i z_0 \in [0, 2\pi]$  - начальные координаты электронов.

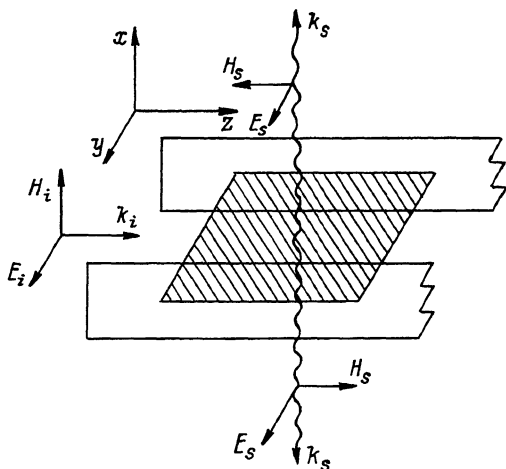


Рис. 1. Схема устройства.

С учетом выражения для амплитуды осцилляций электронов в поле накачки:  $U_y = \text{Re} \left[ \frac{cd_i}{\gamma} e^{i(\omega_0 t - k_i z)} \right]$  ( $\gamma = \sqrt{1 + \rho^2}$ ) для плотности электронного тока, возбуждающего рассеянные волны, имеем  $jg = -\text{Re} \left[ \sigma_0 c d_i / 2\pi \int_0^{2\pi} e^{-iz/\gamma} d\alpha_0 e^{i\omega_0 t} \right]$ , где  $\sigma_0$  — невозмущенная поверхностная плотность заряда слоя. Принимая во внимание, что на слое должна претерпевать разрыв тангенциальная компонента магнитного поля  $\{H_z\}|_{x=0} = \frac{4\pi}{c} j_y$  и оставаться непрерывной электрическая компонента, для амплитуды вектор-потенциала рассеянного поля в плоскости нахождения слоя получим

$$a_s|_{x=0} = \frac{\omega_p^2 d_i}{4\omega_i c} \frac{1}{\pi} \int_0^{2\pi} \frac{e^{-iz}}{\sqrt{1+\rho^2}} d\alpha_0. \quad (2)$$

Линеаризуя систему уравнений (1), (2) и представляя зависимость величин от времени в виде  $e^{i\tau}$ , приходим к дисперсионному уравнению  $\Gamma^2 = iI$ , где  $I = \frac{\omega_p^2 |d_i|^2}{8\omega_i c}$ ;  $\omega_p = \sqrt{\frac{4\pi e \sigma_0}{m}}$ , решение

которого дается соотношениями

$$\Gamma_n = \sqrt{I/2} (-1)^{n-1} (1+i); \quad n=1,2. \quad (3)$$

Очевидно  $n=2$  соответствует неустойчивой моде ( $\text{Im} \Gamma_2 < 0$ ,  $\text{Re} \Gamma_2 < 0$ ). Описываемая (3) сверхизлучательная неустойчивость тонкого слоя электронов-осцилляторов (ср. [4, 5]) носит беспороговый характер. В результате ее развития возникает бунчировка плотности электронов с периодом  $2\pi/k_i$  и рассеяние волны накачки в электромагнитные волны, распространяющиеся поперек слоя.

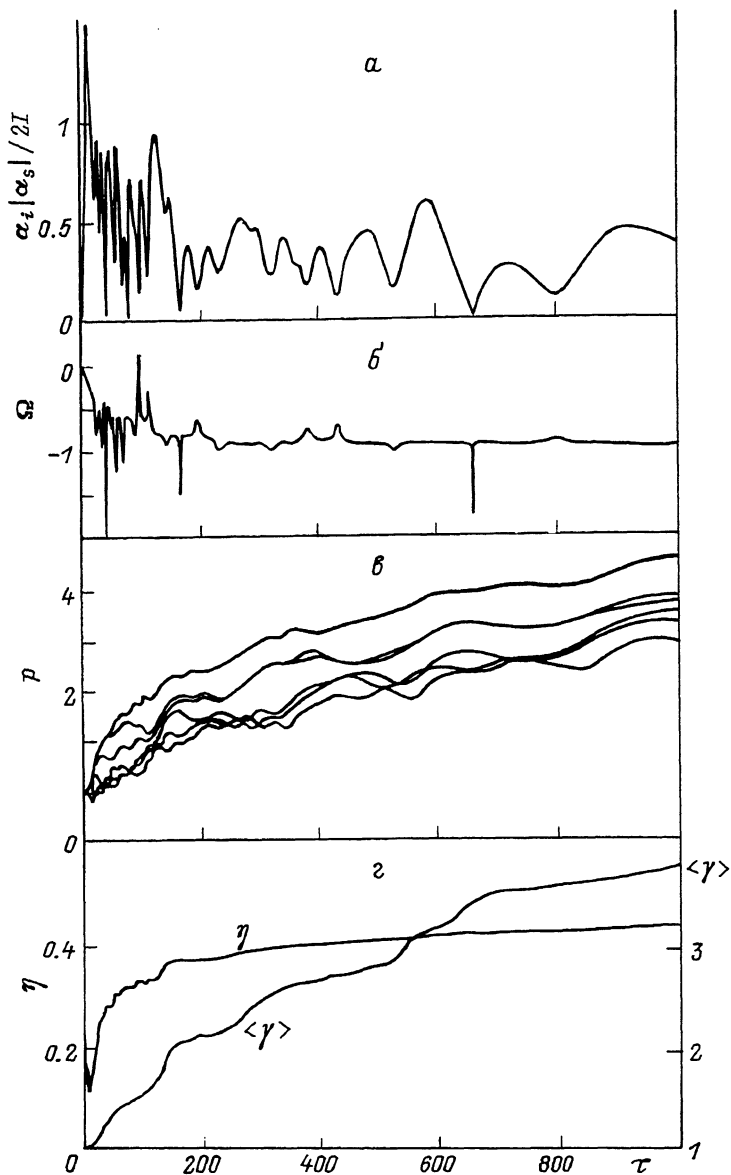


Рис. 2. Зависимость от времени (а) амплитуды рассеянной волны, (б) ее частоты, (в) импульсов электронов, (г) средней энергии электронов и эффективности ускорения.

Нелинейная стадия процесса исследовалась путем численного моделирования системы уравнений (1), (2) методом крупных частиц. В качестве начальных условий задавалась малая модуляция импульсов электронов:  $Z|_{\tau=0} = Z_0 \in [0, 2\pi]$ ,  $\rho|_{\tau=0} = \rho_0 \cos Z_0$  ( $\rho_0 = 0.1$ ). На рис. 2 показана зависимость от времени амплитуды рассеянного поля  $|\alpha_s|$ , электронного сдвига частоты  $\Omega = d \arg \alpha_s / d\tau$ , продольных импульсов электронов, а также средней энергии электронов  $\langle \mathcal{E} \rangle$

и эффективности ускорения:  $\eta = \left[ 1 + \frac{|\alpha_s|^2}{8I} \frac{\int_0^{\tau} |\alpha_s|^2 d\tau}{\langle \gamma \rangle - 1} \right]^{-1}$  — отношение

доли энергии, переданной волной накачки электронам, к энергии рассеянного излучения. Этап экспоненциального роста волны на рис. 2 находится в хорошем соответствии с инкрементом (3). На нелинейной стадии реализуется режим стохастического взаимодействия рассеиваемого поля с электронным слоем, при котором амплитуда и частота поля совершают неперiodические осцилляции. Характерно уменьшение средней частоты излучения на нелинейной стадии (по сравнению с линейной  $Z < 15$ ). Это объясняется тем, что в процессе рассеяния электроны приобретают среднюю продольную скорость  $\langle v_{||} \rangle$  и начинают смещаться в направлении распространения волны накачки. В результате в соответствии с эффектом Доплера уменьшается частота накачки  $\omega_i = \omega - k_i \langle v_{||} \rangle$ , которую воспринимают и переизлучают электроны.

Отмеченный выше эффект приобретения электронами средней поступательной скорости (см. рис. 2, в) обусловлен, очевидно, законом сохранения импульса в системе электронный слой — электромагнитное поле. Действительно, в элементарных актах рассеяния происходит поглощение квантов накачки и излучение квантов рассеянных волн, импульс которых перпендикулярен исходному. Соответственно продольный импульс квантов накачки должен передаваться электронам,<sup>1</sup> ускоряя их. Как показывают расчеты, энергия наиболее быстрых электронных фракций может достигать значительных величин даже при относительно умеренных напряженностях поля накачки. Темп ускорения определяется не только интенсивностью накачки, но и плотностью электронного слоя.

Отметим, что для инициации процесса целесообразно на начальном этапе дополнительно воздействовать на слой электромагнитной волной, распространяющейся перпендикулярно слою, используя для этого часть мощности волны накачки. Созданный таким образом усредненный потенциальный рельеф обеспечит начальную модуляцию плотности слоя с периодом  $2\pi/k_i$ . После снятия дополнительного воздействия процесс будет развиваться по описанной выше схеме.

Преимуществом рассматриваемого метода ускорения перед известными методами, основанными на пондеромоторных эффектах [6, 7], является возможность использования одночастотной волны накачки

<sup>1</sup> Сохранение поперечной компоненты импульса обеспечивается симметрией излучения в  $\pm x$  направлениях.

и самоподдерживающийся характер синхронизма электронов с комбинационным полем, в результате чего в пренебрежении истощением накачки процесс ускорения продолжается неограниченно долго.

#### С п и с о к л и т е р а т у р ы

- [1] Bonifacio R., Casagrand F. - Nucl. Inst. and Meth Phys. Res. 1985. V. A 239. P. 36-42.
- [2] Железняков В.В., Кочаровский В.В., Кочаровский Вл.В. // Изв. вузов. Радиофизика. 1986. Т. 29. С. 1095.
- [3] Гинзбург Н.С. // Письма в ЖТФ, 1988. Т. 13, Вып. 5. С. 173-176.
- [4] Гинзбург Н.С., Зотова И.В. // Письма в ЖТФ, 1989, т. 14, Вып. 15.
- [5] Ильинский Ю.А., Маслова Н.С. // ЖЭТФ. 1988. Т. 94. № 1. С. 171-174.
- [6] Гапонов А.В., Миллер М.А. // ЖЭТФ. 1958. Т. 34. № 3. С. 751-752.
- [7] Palmer R.B. // J. Appl. Phys. 1972. V. 43. N 4. P. 3014-3024.

Институт прикладной физики  
АН СССР, Горький

Поступило в Редакцию  
1 августа 1989 г.

Письма в ЖТФ, том 15, вып. 19

12 октября 1989 г.

05.4

#### ФРАКТАЛЬНАЯ ГЕОМЕТРИЯ ВЫСОКОТЕМПЕРАТУРНЫХ СВЕРХПРОВОДНИКОВ

А.Б. Мосолов

Открытие высокотемпературной сверхпроводимости в металлооксидной керамике [1] вызвало многочисленные исследования, направленные на изучение различных свойств этих новых сверхпроводящих материалов.

Образцы сверхпроводящих керамик, полученные по стандартной технологии путем высокотемпературного синтеза представляют собой конгломерат зерен различного размера (от долей до десятков микрон) и обычно содержат достаточно большое количество пор, размеры и распределение которых зависят от технологии изготовления и режима термомеханической обработки. Условлено, что на свойства сверхпроводящих керамик существенное влияние оказывают различные структурные характеристики, также как размеры и