

# КАНАЛИРОВАНИЕ, КОЛЛИМАЦИЯ И ИЗЛУЧЕНИЕ РЕЛЯТИВИСТИЧЕСКИХ ЭЛЕКТРОНОВ В СВЕРХСИЛЬНЫХ НЕОДНОРОДНЫХ СВЕТОВЫХ ПОЛЯХ

*A.B.Андреев, С.А.Ахманов*

*Московский государственный университет  
им. М.В.Ломоносова 119899, Москва*

*Поступила в редакцию 27 ноября 1990 г.*

Показана возможность канализирования и коллимации релятивистских электронных пучков в интенсивных интерференционных оптических полях. Обсуждаются особенности излучения канализированного электрона.

1. Предметом настоящей статьи является теоретическое исследование особенностей взаимодействия релятивистских электронных пучков со сверхсильными пространственно-неоднородными когерентными оптическими полями. Предсказана возможность канализирования электронов, т.е. режима их финитного движения вблизи узлов интерференционного оптического поля. Оценены величины критических углов канализирования. Исследованы особенности излучения электронов в режиме канализирования. Показана возможность коллимации релятивистских пучков.

Хорошо известно, что в пространственно-неоднородном электромагнитном поле на свободный электрон, атом или микрочастицу действует пондеромоторная сила, пропорциональная градиенту интенсивности поля. Эта сила лежит в основе ряда методов управления движением частиц<sup>1</sup>, осуществляет группировку частиц в лазерах на свободных электронах<sup>2</sup>, оказывает значительное влияние на спектры ионизации атомов<sup>3</sup> и т.д. Движения, вызываемые этой силой в полях умеренной интенсивности, являются медленными по сравнению с колебаниями электрона на оптической частоте. Однако в интерференционных лазерных полях высокой интенсивности градиентная сила может существенно изменить сам характер движения частицы и тем самым привести к качественному изменению ее отклика на высокой частоте. Одним из таких эффектов, приводящих к качественному изменению характера взаимодействия частицы с полем является эффект канализирования релятивистских частиц в интерференционном лазерном поле.

2. Рассмотрим простейший случай интерференционного поля, представляющего собой суперпозицию двух плоских волн. Пусть поле является поперечным электрическим, тогда напряженности электрического и магнитного полей имеют вид (рисунок):

$$\vec{E} = \vec{E}_0 \cos \kappa_{\perp} x \cos(\kappa_{\parallel} z - \omega t),$$

$$\vec{H} = \vec{H}_{\perp} \cos \kappa_{\perp} x \cos(\kappa_{\parallel} z - \omega t) - \vec{H}_{\parallel} \sin \kappa_{\perp} x \sin(\kappa_{\parallel} z - \omega t), \quad (1)$$

где  $\kappa_{\perp} = \kappa_x = \kappa \sin \theta$ ,  $\kappa_{\parallel} = \kappa_z = \kappa \cos \theta$ ,  $\kappa = \omega/c$ ,  $H_{\perp} = -E_0 \cos \theta$ ,  $H_{\parallel} = E_0 \sin \theta$ . Пусть электрон распространяется вдоль оси  $z$  параллельно пучностям интерференционного поля, так что в первом приближении его продольная координата определяется выражением

$$z(t) = z_0 + vt, \quad (2)$$

где  $z_0 = z(t=0)$ . Уравнения для поперечного движения электрона имеют вид

$$\begin{aligned} \ddot{x} &= \frac{eE_0}{m} \frac{\dot{y}}{c} \sin \theta \sin \kappa_{\perp} x \sin [\kappa_{\parallel} z_0 - \omega(1 - \beta \cos \theta)t], \\ \ddot{y} &= -\frac{eE_0}{m} \{(1 - \beta \cos \theta) \cos \kappa_{\perp} x \cos [\kappa_{\parallel} z_0 - \omega(1 - \beta \cos \theta)t] + \\ &\quad + \frac{\dot{x}}{c} \sin \theta \sin \kappa_{\perp} x \sin [\kappa_{\parallel} z_0 - \omega(1 - \beta \cos \theta)t]\}. \end{aligned} \quad (3)$$

Интегрируя второе уравнение системы (3) и подставляя полученное выражение в первое уравнение, получим

$$\ddot{\xi} + \Omega^2 (1 - \cos[2\omega(1 - \beta \cos \theta)t]) \sin \xi = 0, \quad (4)$$

где

$$\xi = 2\kappa_{\perp} x - \pi, \quad \Omega = \frac{eE_0 \sin \theta}{\sqrt{2}mc}. \quad (5)$$

Из (4) следует, что при  $\Omega \ll \omega(1 - \beta \cos \theta)$  движение частицы представляет собой суперпозицию высоко- и низкочастотных колебаний. Амплитуда высокочастотных колебаний определяется выражением

$$a_{\omega} = a_{\Omega} [\Omega / \omega(1 - \beta \cos \theta)]^2,$$

где  $a_{\Omega} = 1/2\kappa_{\perp}$  - амплитуда низкочастотных колебаний в потенциале

$$U(x) = U_0(1 + \cos 2\kappa_{\perp} x)/2, \quad U_0 = e^2 E_0^2 / 4m\omega^2. \quad (6)$$

Таким образом  $a_{\omega} \ll a_{\Omega}$  при  $\Omega < \omega(1 - \beta \cos \theta)$  и если энергия поперечного движения электрона меньше высоты барьера  $U_0$ , электроны совершают ограниченные колебания между двумя пучностями интерференционного поля. Отсюда несложно получить следующее выражение для критического угла канализирования

$$\eta_c = \frac{p_{\perp max}}{p} = \sqrt{\frac{2mU_0}{p^2}} = \frac{eE_0}{\sqrt{2}mc\omega}. \quad (7)$$

Полагая  $\lambda = 1$  мкм и выражая  $E_0$  в (6) через интенсивность  $I$ , получим

$$U_0(\text{эВ}) = (10^{-13}/\gamma)I(\text{Вт/см}^2),$$

т.е.  $U_0$  1 эВ при  $\gamma = 10^2$  и  $I = 10^{15}$  Вт/см<sup>2</sup>.

3. Колебания частицы вдоль оси  $x$  приведут к появлению доплеровских ветвей излучения, частотно-угловой спектр которых имеет вид

$$\nu_{2n,m} = \frac{2\omega(1 - \beta \cos \theta)n \pm \Omega_m}{1 - \beta \cos \varphi}, \quad n, m = 0, 1, 2, \dots, \quad (8)$$

где  $\varphi$  - угол между осью  $z$  и направлением излучения.

Особый интерес представляет случай, когда выполняется условие параметрического резонанса

$$\Omega = \omega(1 - \beta \cos \theta).$$

В этом случае амплитуда поперечных колебаний электрона будет нарастать. Согласно (3) колебания электрона вдоль оси  $y$  приведут к доплеровской ветви излучения со следующим спектром

$$\nu_{n,m} = \frac{\omega(1 - \beta \cos \theta)n \pm \Omega m}{1 - \beta \cos \varphi}, \quad n, m = 0, 1, 2, \dots. \quad (9)$$

4. Излучение частицы, движущейся в потенциале (6), приводит к радиационному затуханию ее амплитуды, если время взаимодействия частицы с интерференционным полем ( $t_{\text{вз}}$ ) много больше времени радиационного затухания ( $T_1$ ):  $t_{\text{вз}} \gg T_1$ ). При выполнении этого неравенства будет происходить коллимиация релятивистских пучков.

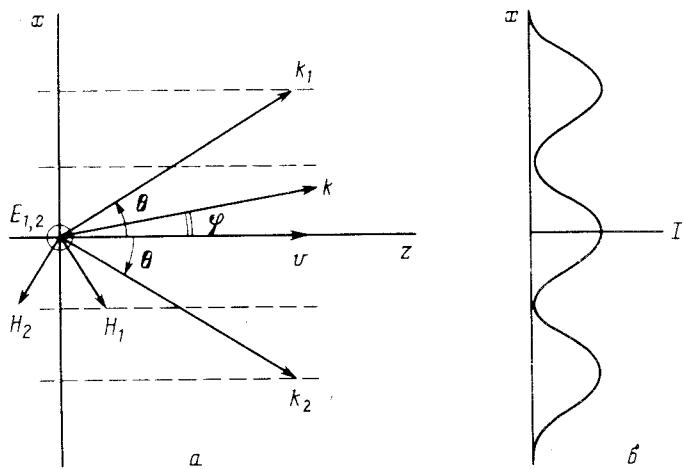


Рис. 1. *a* - Взаимное расположение волновых векторов интерферирующих волн  $\vec{k}_1$ ,  $\vec{k}_2$ , скорости электрона  $\vec{v}$  ( $|\vec{v}| \approx c$ ) и волнового вектора излучаемой электроном волны  $\vec{k}$ , штриховыми линиями показано положение узлов и пучностей интерференционного поля; *б* - интенсивность интерференционного поля (пондеромоторный потенциал) как функция поперечной координаты

5. Итак, проведенное выше рассмотрение показывает, что поведение релятивистской частицы качественно видоизменяется, когда она движется в интенсивном интерференционном поле параллельно плоскостям интерференции. В этом случае ее движение, при определенных условиях, становится финитным по поперечным координатам, а в спектре ее излучения появляются новые доплеровские ветви, с частотами отличными от частоты управляющего интерференционного поля.

### Литература

1. Шен И.Р. Принципы нелинейной оптики. М.: Наука, 1989.
2. Бессонов Е.Г., Виноградов А.В. УФН, 1989, **159**, 143.
3. Делоне Н.Б., Федоров М.В. УФН, 1989, **158**, 215.