

09; 10

© 1991

## НОВАЯ СХЕМА ДВУХКОМПОНЕНТНОГО ЛАЗЕРА НА СВОБОДНЫХ ЭЛЕКТРОНАХ

А.В. Т у л у п о в

Как известно, увеличение эффективности (КПД) лазеров на свободных электронах (ЛСЭ) достигается путем использования многокомпонентных систем [1]. В первой секции ЛСЭ фазовая скорость пондеромоторной волны постоянна, а продольная скорость электрона меняется только за счет изменения его энергии, величина КПД здесь ограничена вследствие насыщения. Во второй секции адиабатически изменяется либо фазовая скорость волны, либо продольная скорость частиц, в результате чего существенно возрастает КПД. При этом возможны два режима работы: захват электронов пондеромоторной волной и отражение от пондеромоторного потенциала [2]. При работе с сильноточными электронными пучками, по-видимому, перспективным является режим отражения, поскольку пространственный заряд создает трудности с захватом частиц [3]. Однако для известных схем взаимодействия, приводящих к режиму отражения [2, 4], необходимо использование промежуточной секции, уменьшающей резонансную энергию (за счет уменьшения поля ондулятора), чтобы исключить захват и ускорение части электронов пучка [5].

В настоящей работе предложена новая схема двухкомпонентного ЛСЭ, которая с учетом реального поля ондулятора обеспечивает генерацию излучения и фокусировку пучка в первой секции и выполнение режима отражения во второй секции. Одновременно с переходом к режиму отражения устраняется возможность ускорения электронов.

Пусть пучок электронов с энергией  $E$  ( $\gamma = E/mc^2$ ) взаимодействует с полем ондулятора  $\vec{A}_W$  и полем электромагнитной волны  $\vec{A}_S$

$$\vec{A}_W = -\vec{e}_y A_W \left( 1 + \frac{k_W^2 x^2}{2} \right) \cos k_W z,$$

$$\vec{A}_S = \vec{e}_y A_S \cos(k_S z - \omega_S t) \quad (1)$$

и дополнительным квадрупольным полем

$$\vec{B}_q = \vec{e}_x B_q y + \vec{e}_y B_q x, \quad (2)$$

где  $\nabla_q$  — градиент квадрупольного поля. В полях (1), (2) электроны совершают быстрые осцилляции, для которых  $P_y = (e/c)(A_S + A_W)$ , и медленные бетатронные колебания, описываемые уравнениями

$$\begin{aligned} y'' + k_q^2 y &= 0, \\ x'' + (k_b^2 - k_q^2)x &= 0, \end{aligned} \quad (3)$$

где  $k_q^2 = eV_q \beta_{z0} / mc^2 \gamma$ ,  $k_b^2 = \alpha_W^2 k_W^2 / 2\gamma^2$ ,  $\alpha_W = eA_W / mc^2$ ,  $\beta_{z0} = v_{z0} / c$ . Квадрупольное магнитное поле  $B$  выбирается таким образом, чтобы в начальный момент  $k_b^2 \gg k_q^2$ . Тогда бетатронные колебания обеспечивают фокусировку пучка в поперечном направлении. Отметим, что уменьшение энергии электронов в процессе усиления волны увеличивает стабильность пучка в  $x$ -направлении, поскольку  $k_b$  растет с уменьшением  $\gamma$  быстрее, чем  $k_q$ . Резонансная энергия является постоянной

$$\gamma_r^2 = \frac{k_S}{2k_W} \left( 1 + \frac{\alpha_W^2}{2} \right). \quad (4)$$

При достижении насыщения пучок электронов переходит во вторую секцию, в которой амплитуда поля ондулятора уменьшена на величину  $\Delta\alpha_W$ , продольная скорость электронов при этом возрастает, а резонансное условие  $\psi' = 0$  ( $\psi = kx - \omega t$ ,  $k = k_S + k_W$ ,  $\omega \cong \omega_S$ ) перестает выполняться. Таким образом достигаются две цели: 1) выполняется начальное условие  $\psi' > 0$  для обеспечения режима отражения; 2) меняется характер бетатронных колебаний в  $x$ -направлении (они становятся неустойчивыми). Действительно, при изменении энергии электронов на величину  $\sim \Delta\gamma$  в первой секции ЛСЭ и изменении  $\alpha_W$  на величину  $\Delta\alpha_W$  волновое число  $k_b^2 \equiv k_b^2 - k_q^2$  становится равным (в первой секции  $k_b^2 \cong k_q^2$ )

$$k_b^2 = \frac{\alpha_W^2 k_W^2}{\gamma^2} \left( \frac{\Delta\gamma}{\gamma} - \frac{\Delta\alpha_W}{\alpha_W} \right), \quad (5)$$

т.е.  $k_b^2 < 0$  при  $\Delta\alpha_W \gg \Delta\gamma/\gamma$  ( $\Delta\alpha_W/\alpha_W \ll 1$ ).

Тогда из (3) имеем для  $x$ -компоненты скорости электрона

$$\beta_x = \beta_{x0} \cosh |k_b| z + x_0 |k_b| \sinh |k_b| z, \quad (6)$$

где  $\beta_{x0}$  и  $x_0$  — значения поперечной скорости и координаты электрона на входе во вторую секцию устройства. Как следует из (5), для разумных значений  $z |k_b| z \ll 1$  и

$$\beta_x = \beta_{x0} + x_0 k_b^2 z. \quad (7)$$

Записывая уравнение для фазы пондеромоторной волны

$$\psi' = k_W - \frac{k}{2\gamma^2} \left( 1 + \frac{\alpha_W^2}{2} \right) - \frac{k\beta x}{2}, \quad (8)$$

нетрудно видеть, что  $\psi'$  убывает линейно с увеличением  $z$ , и поскольку в начальный момент  $\psi' > 0$ , то в некоторой точке  $z_*$  выполнится резонансное условие  $\psi' = 0$ , т.е. частицы испытают отражение от пондеромоторного потенциала, передав часть энергии электромагнитной волне [4, 5].

Вводя резонансную энергию для второй секции устройства

$$\gamma_r^2 = \frac{k_s(1 + \alpha_W^2/2)}{2k_W - k(\beta_{x0}^2 + 2\beta_{x0}x_0/k_\beta^2|z)} \quad (9)$$

нетрудно придать уравнениям движения электрона гамильтонову форму [2, 5]

$$\psi' = \frac{2k_W}{\gamma_r} \delta\gamma, \quad (\delta\gamma)' = -\frac{k_s a_s a_W}{2\gamma_r} (\sin\psi + \sin\psi_r), \quad (10)$$

$\delta\gamma = \gamma - \gamma_r$ ,  $a_s = eA_s/mc^2$  – амплитуда поля волны на выходе из первой секции. Из (9), (10) следует, что

$$\sin\psi_r = \beta_{x0} x_0 k_W \frac{\Delta\alpha_W}{a_s}, \quad (11)$$

т.е. определяется поперечным эмиттансом пучка. При  $\sin\psi_r < 1$  КПД во второй секции ЛСЭ будет равен [5]

$$\eta = \frac{4\sqrt{2}}{\pi} \left( \frac{a_s a_W}{1 + \alpha_W^2/2} \right)^{1/2} S(\psi_r), \quad (12)$$

где  $S(\psi_r)$  – площадь области захвата [2].

В заключение отметим, что предложенная схема ЛСЭ обладает очевидной конструктивной простотой, совмещающей выполнение необходимых условий взаимодействия и транспортировки пучка.

### С п и с о к л и т е р а т у р ы

- [1] Robertson C.W., Sprangle P. // Phys. Fluids B. 1989. V. 1. N. 1. P. 3-27.
- [2] Kroil N.M., Morton P.L., Rosenbluth M.N. // IEEE J. Quant. Electr. 1981. V. QE-17. N 5. P. 1436-1451.
- [3] Long R.A., Scharlemann E.T., Fawley W.M. // Nucl. Instrum. Meth. 1988. V. 272. N 1. P. 99-105.

[4] Базылев В.А., Тулупов А.В. // ЖТФ. 1987.  
Т. 57. № 9. С. 2222-2227.

[5] Базылев В.А., Тулупов А.В. // Изв. вузов.  
Радиофизика. 1989. Т. 32. № 7. С. 1238-1247.

Институт атомной  
энергии им. И.В. Курчатова,  
Москва

Поступило в Редакцию  
18 марта 1991 г.