

07;10

## Черенковские мазеры с двумерной распределенной обратной связью

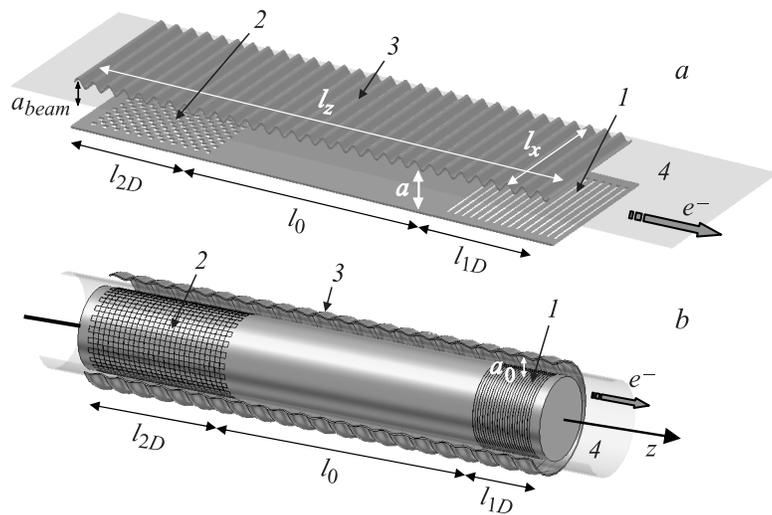
© Н.С. Гинзбург, В.Ю. Заславский, А.М. Малкин,  
Н.Ю. Песков, А.С. Сергеев

Институт прикладной физики РАН, Нижний Новгород  
E-mail: ginsburg@appl.sci-nnov.ru

Поступило в Редакцию 14 августа 2009 г.

Исследована возможность использования двумерной распределенной обратной связи для генерации пространственно-когерентного излучения прямолинейными электронными пучками ленточной и трубчатой конфигурации. Проанализированы секционированные схемы черенковских мазеров, в которых поперечная синхронизация излучения осуществляется в двумерной брэгговской структуре, установленной на катодном конце пространства взаимодействия и связывающей продольные и поперечные (азимутальные) волновые потоки. Показано, что введение диссипации в указанную структуру позволяет увеличивать поперечные размеры мазеров и соответственно интегральную мощность излучения без изменений спектральных характеристик и эффективности энергообмена до значений порядка  $10^3$  длин волн.

В последнее время проводятся достаточно интенсивные теоретические и экспериментальные исследования лазеров на свободных электронах (ЛСЭ) с двумерной распределенной обратной связью (РОС). Подобная связь реализуется с помощью двумерных брэгговских структур планарной или коаксиальной геометрии и позволяет синхронизовать излучение мощных электронных потоков ленточной и трубчатой геометрии с поперечными размерами, на несколько порядков превосходящими длину волны [1–5]. Экспериментальные исследования планарной (ИЯФ СО РАН и ИПФ РАН) [3,4] и коаксиальной (Страдклайдский университет, Великобритания и ИПФ РАН) [5] схем ЛСЭ с двумерной РОС показали эффективность указанной схемы при поперечных размерах систем, достигающих несколько десятков длин волн.



**Рис. 1.** Схемы черенковских мазеров с двумерной РОС планарной (а) и коаксиальной (b) геометрии с гибридными резонаторами: 1 — двумерный брэгговский рефlector, 2 — одномерный традиционный брэгговский рефlector, 3 — замедляющая система, 4 — электронный поток.

Целью настоящей работы является расширение сферы приложений нового механизма обратной связи применительно к генераторам черенковского типа с прямолинейными электронными пучками. Рассмотрены планарная и коаксиальная версии черенковских мазеров, запитываемых соответственно ленточными и трубчатыми релятивистскими электронными пучками (рис. 1). Как показал опыт исследований ЛСЭ с двумерной РОС, оптимальной является секционированная схема [2], в которой поперечная синхронизация излучения осуществляется во входной двумерной брэгговской структуре, устроенной на катодном конце пространства взаимодействия и связывающей продольные и поперечные (азимутальные) волновые потоки. Усиление волны электронным потоком происходит в основном в средней, относительно протяженной, секции. В выходной, коллекторной, части располагается традиционная одномерная брэгговская структура, частично отражающая в сторону катода усиленное излучение и замыкающая цепь обратной связи.

Двумерная РОС предполагает включение в цепь обратной связи четырех парциальных волновых потоков

$$\mathbf{E} = \mathbf{E}_0 \text{Re} \{ [A_+ e^{-ihz} + A_- e^{ihz} + B_+ e^{-ihz} + B_- e^{ihz}] e^{i\omega t} \}. \quad (1)$$

Волны  $A_{\pm}$  распространяются вдоль направления движения пучка и во встречном направлении, а волны  $B_{\pm}$  — в поперечном направлении, синхронизуя излучение отдельных частей широкого ленточного потока. Описанная схема рассеяния реализуется в двумерной брэгговской структуре, представляющей собой две разделенные зазором  $a_0$  параллельные металлические пластины, одна из которых гофрирована по закону

$$a = \frac{a_{2D}}{4} [\cos \bar{h}_{2D}(z-x) + \cos \bar{h}_{2D}(z+x)], \quad (2)$$

где  $a_{2D}$  — глубина гофра. Эффективное рассеяние парциальных волн (1) имеет место при выполнении условия брэгговского резонанса, т.е. при совпадении значений волновых чисел парциальных волн  $h$  с проекцией трансляционных векторов брэгговской решетки на данное направление  $\bar{h}_{2D} = \sqrt{2\pi}/d_{2D}$ , где  $d_{2D}$  — период гофрировки вдоль координат  $x$  и  $z$ ,  $\bar{\omega} = \bar{h}_{2D}c$  — брэгговская частота.

В черенковском мазере прямолинейный электронный поток движется с поступательной скоростью  $v_{\parallel} = \beta_{\parallel}c$  вдоль второй пластины, на которой на всем протяжении канала транспортировки нанесена замедляющая система в виде гофра  $a = a_{sw} \cos(\bar{h}_{sw}z)$  ( $\bar{h}_{sw} = 2\pi/d_{sw}$ ,  $a_{sw}$  и  $d_{sw}$  — амплитуда и период гофра соответственно), обеспечивающего синхронное взаимодействие  $w \approx (h + \bar{h}_{sw})v_{\parallel}$  с медленной пространственной гармоникой, попутной прямолинейному пучку парциальной волны  $A_+$ .

Динамика черенковского мазера с двумерной РОС описывается системой уравнений для амплитуд парциальных волновых потоков  $A_{\pm}$ ,  $B_{\pm}$ , испытывающих взаимное рассеяние на двумерной брэгговской структуре (2)

$$\left( \frac{\partial}{\partial Z} + \beta_{gr}^{-1} \frac{\partial}{\partial \tau} \right) \hat{A}_+ + i\alpha_{2D}(\hat{B}_+ + \hat{B}_-) + \sigma \hat{A}_+ = J, \quad (3a)$$

$$\left( -\frac{\partial}{\partial Z} + \beta_{gr}^{-1} \frac{\partial}{\partial \tau} \right) \hat{A}_- + i\alpha_{2D}(\hat{B}_+ + \hat{B}_-) + \sigma \hat{A}_- = 0, \quad (3б)$$

$$\left( \pm \frac{\partial}{\partial X} + \beta_{gr}^{-1} \frac{\partial}{\partial \tau} \right) \hat{B}_{\pm} + i\alpha_{2D}(\hat{A}_+ + \hat{A}_-) + \sigma \hat{B}_{\pm} = 0. \quad (3в)$$

Фактор возбуждения синхронной с частицами попутной волны — высокочастотный ток

$$J = \frac{1}{\pi} \int_0^{2\pi} e^{-i\theta} d\theta_0$$

— находится из решения усредненных уравнений движения, записанных для фаз электронов  $\theta$  относительно этой волны

$$\left( \frac{\partial}{\partial Z} + \beta_{\parallel}^{-1} \frac{\partial}{\partial \tau} \right)^2 \theta = \text{Re}\{\hat{A}_+ e^{i\theta}\}, \quad \theta|_{Z=0} = \theta_0 \in [0, 2\pi),$$

$$\left( \frac{\partial}{\partial Z} + \beta_{\parallel}^{-1} \frac{\partial}{\partial \tau} \right) \theta|_{Z=0} = \Delta. \quad (4)$$

В выходном отражателе (рис. 1) присутствуют только две парциальные волны, взаимное рассеяние которых на одномерной брэгговской решетке  $a = a_{1D} \cos(\bar{h}_{1D} z)$  ( $\bar{h}_{1D} = 2\pi/d_{1D}$ ,  $d_{1D}$  — период структуры) описывается уравнениями

$$\left( \frac{\partial}{\partial Z} + \beta_{gr}^{-1} \frac{\partial}{\partial \tau} \right) \hat{A}_+ + i\alpha_{1D} \hat{A}_+ = J,$$

$$\left( -\frac{\partial}{\partial Z} + \beta_{gr}^{-1} \frac{\partial}{\partial \tau} \right) \hat{A}_+ + i\alpha_{1D} \hat{A}_+ = 0. \quad (5)$$

Усиление синхронной волны  $A_+$  в регулярной секции резонатора описывается уравнениями (4), (5), где с учетом отсутствия связи волн следует положить  $\alpha_{1D} = 0$ . При моделировании предполагалось, что внешние потоки энергии отсутствуют, т. е. амплитуды парциальных волн на соответствующих границах равны нулю.

Электронный КПД генератора определяется соотношениями

$$\eta = \frac{C}{\mu(1 - \gamma_0^{-1})} \hat{\eta}, \quad \hat{\eta} = \frac{1}{2\pi L_x} \int_0^{L_x} \int_0^{2\pi} \left( \frac{\partial \theta}{\partial Z} - \Delta \right) \Big|_{Z=L_1+L_2+L_0} d\theta_0 dX. \quad (6)$$

При записи (4)–(6) использованы следующие нормированные переменные:  $Z = zC\bar{\omega}/c$ ,  $X = xC\bar{\omega}/c$ ,  $\tau = tC\bar{\omega}$ ,  $(\hat{A}_{\pm}; \hat{B}_{\pm}) = (A_{\pm}; B_{\pm})eK\mu/\gamma t c \bar{\omega} C^2$ ,  $\gamma$  — релятивистский масс-фактор,  $v_{gr} =$

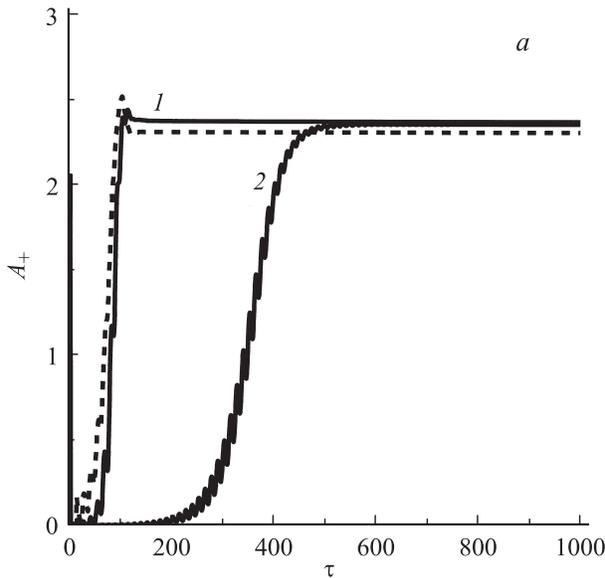
$= \beta_{gr} c$  — групповая скорость волн,  $\mu$  — параметр инерционной группировки [6],  $C = (\pi e I_0 \mu K / 2 m c \bar{\omega}^2 \gamma a_0)^{1/3}$  — параметр усиления,

$$K = \left( \frac{\bar{h} a_{sw} \operatorname{sinh} g (a_0 - a_{beam})}{2 \operatorname{sinh} g a_0} \right)^2$$

— импеданс связи электронов с волной,  $a_{beam}$  — зазор между пучком и замедляющей системой,  $g = \sqrt{(h + \bar{h})^2 - h^2}$  — поперечное волновое число поля синхронной гармоники,  $I_0$  — погонный ток пучка,  $\alpha_{2D} = a_{2D} / 8 a_0 C$ ,  $\alpha_{1D} = a_{1D} / 2 a_0 C$  — коэффициенты связи волн на двумерной и одномерной брэгговской структуре,  $\sigma = \delta / a_0 C$  — параметр омических потерь,  $\delta$  — глубина скин-слоя,  $\Delta = (\bar{\omega} - h v_{\parallel} - h_{sw} v_{\parallel}) / \bar{\omega} C$  — расстройка синхронизма на несущей частоте,  $L_j = l_j C h$  — нормированные длины секций,  $L_x = l_x C h$  — нормированная ширина системы.

На основании нестационарных уравнений (3)–(5) проведем моделирование возможности реализации черенковского лазера 4-мм диапазона на базе ускорителя У-2 (ИЯФ СО РАН): погонный ток 1 кА/см, энергия частиц  $E = 0.8$  МэВ, поперечный размер  $l_x = 140$  см. Выберем период замедляющей системы  $d_{sw} = 4.8$  см, глубину гофра  $a_{sw} = 0.1$  см. При расстоянии между стенками  $a_0 = 1$  см и зазоре  $a_{beam} = 0.1$  см параметр усиления  $C \approx 3 \cdot 10^{-3}$ . Пусть длины входной, выходной и регулярной секций гибридного брэгговского резонатора составляют  $l_{1D} = l_{2D} = 13$  см,  $l_0 = 105$  см (нормированные длины  $L_{1D} = L_{2D} = 0.6$ ,  $L_0 = 5$ ). При глубине гофрировки брэгговских структур  $a_{2D} = 0.01$  см,  $a_{1D} = 0.004$  см коэффициенты связи равны  $\alpha_{2D} \approx 0.4$ ,  $\alpha_{1D} \approx 0.35$  (заметим, что глубина брэгговских структур более чем на порядок меньше глубины гофра в замедляющей системе). Моделирование динамики черенковского лазера с двумерной РОС при указанных выше параметрах, которым соответствует нормированная ширина  $L_x = 6$ , показывает возможность установления стационарного режима генерации и пространственной синхронизации излучения (рис. 2). Выходная мощность генератора при расчетном КПД 10% составит  $\sim 10$  GW.

На данный момент принципиальным вопросом для генераторов с двумерной РОС является вопрос о достижимых поперечных размерах. В исследуемом здесь секционированном генераторе при заданной величине параметра связи волн  $\alpha_{2D}$  может быть предложен метод развития



**Рис. 2.** Результаты моделирования планарного черенковского лазера с двумерной РОС: *a* — временная зависимость выходной амплитуды поля  $|\hat{A}_+|$  при различных ширинах: 1 —  $L_x = 6$ , 2 —  $L_x = 50$  (пунктиром показана зависимость от времени амплитуды азимутально-симметричной моды в лазере коаксиальной геометрии при периметре  $L_x = 50$ ); *b* — продольное и (*c*) — поперечное распределение амплитуд полей парциальных волн в стационарном режиме генерации для планарной (сплошные кривые) и коаксиальной (пунктир) геометрии.  $L_{1D} = L_{2D} = 0.6$ ,  $L_0 = 5$ ,  $\alpha_{2D} \approx 0.4$ ,  $\alpha_{1D} \approx 0.35$ ,  $\sigma = 0.1$ ,  $\Delta = -0.7$ .

системы в поперечном направлении, основанный на использовании эффектов диссипации. Как показывает моделирование, учет омических потерь в стенках резонатора приводит к возможности реализации стационарного режима генерации, в котором в приосевой части системы устанавливается практически однородное (по  $x$ ) распределение полей (рис. 2, *b*). Некоторая вариация амплитуд парциальных волн наблюдается только у краев системы. При этом в условиях больших омических потерь

$$\sigma L_x \gg 1 \quad (7)$$

увеличение поперечных размеров системы не приводит к каким-либо заметным изменениям в условиях энергообмена в центральной приос-

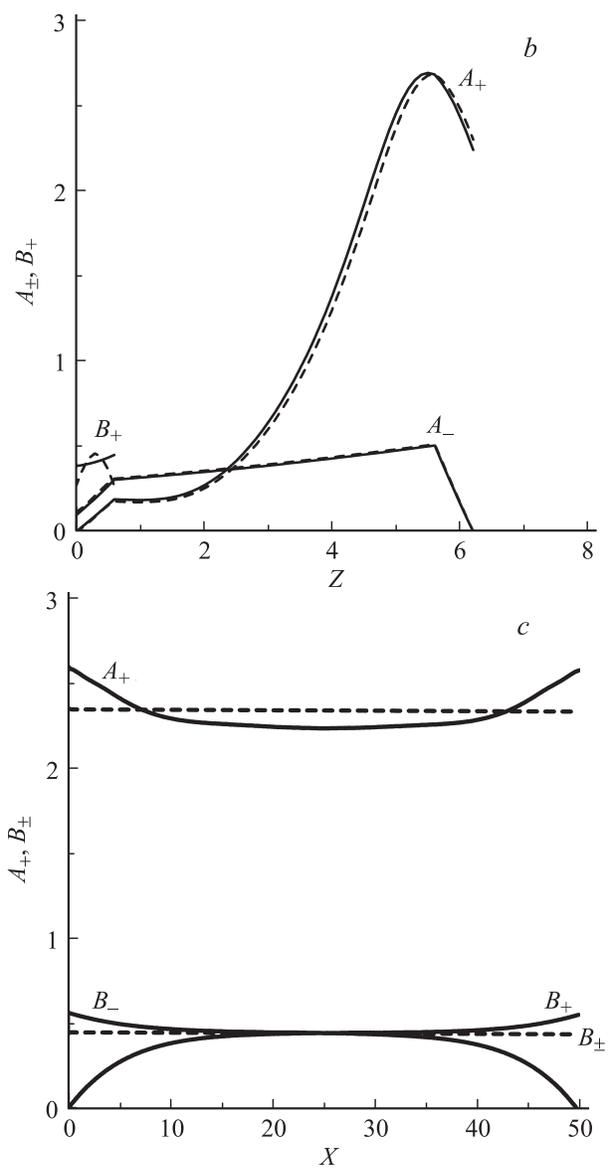


Рис. 2 (продолжение).

своей части. Генерация реализуется в области расстройек синхронизма  $-1.5 < \Delta < 0.3$ . В подобном режиме во входном двумерном брэгговском зеркале, играющем роль синхронизатора, имеет место значительная диссипация энергии излучения. Однако, поскольку основное усиление поля электронным потоком происходит после указанного зеркала, в общем балансе энергии величина омических потерь достаточно мала (при выбранных параметрах не более 20%). Моделирование демонстрирует устойчивость режима стационарной генерации при нормированном поперечном размере  $L_x < 100$ , который в миллиметровом диапазоне длин волн соответствует ширине  $l_x < 20$  м, значительно превосходящей размеры существующих электронных потоков [7,8].

В случае коаксиальной геометрии (рис. 1, *b*) двумерная РОС реализуется с помощью следующей гофрировки стеок одного из проводников

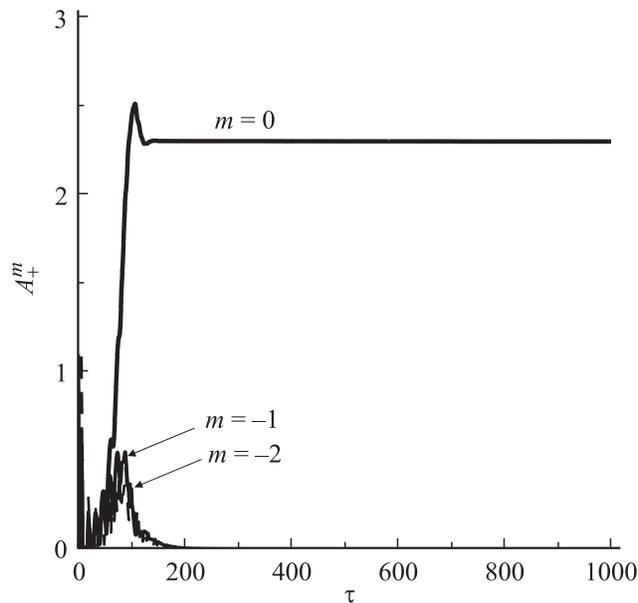
$$a = \frac{a_1}{4} [\cos(\bar{h}_{2D}z - \bar{M}\varphi) + \cos(\bar{h}_{2D}z + \bar{M}\varphi)], \quad (8)$$

где  $\bar{M} = \bar{h}_{2D}r_0$  — число азимутальных заходов гофра. При большой сверхразмерности, когда радиус волновода существенно превосходит длину волны  $r_0 \gg \lambda$  и расстояние (зазор) между проводниками  $r_0 \gg a_0$ , для описания взаимодействия можно использовать планарную модель [5], дополнив уравнения (3)–(5) условиями цикличности для всех парциальных волн:  $A_{\pm}, B_{\pm}(x + l_x, z, t) = A_{\pm}, B_{\pm}(x, z, t)$ , где  $x = r_0\varphi$  — координата вдоль азимута,  $l_x = 2\pi r_0$  — средний периметр резонатора. Условие цикличности позволяет разложить поля в ряд Фурье

$$(A_{\pm}, B_{\pm}) = \sum_{m=-\infty}^{\infty} (A_{\pm}^m, B_{\pm}^m) e^{2\pi i m x / l_x},$$

рассматривая каждую гармонику как моду с азимутальным индексом  $m$ .

Моделирование при коэффициентах связи, длинах секций и параметрах потерь, совпадающих с использованными выше для планарной системы, показывает установление стационарного режима генерации на азимутально-симметричной моде  $m = 0$  (рис. 3). При этом при больших периметрах системы, когда выполнено условие  $\sigma L_x \gg 1$ , распределение полей парциальных волн вдоль продольной и поперечных координат практически совпадает с имеющим место в планарной геометрии (рис. 2). Соответственно близки частота генерации, электронный КПД и область расстройек синхронизма  $\Delta$ , в которой поддерживается генерация. Следовательно, при большой сверхразмерности пространства взаимодействия



**Рис. 3.** Зависимость от времени амплитуд мод с различным азимутальным индексом  $m$  в черенковском лазере коаксиальной геометрии при периметре  $L_x = 50$ .

и выполнении условия (7) фактически имеет место конвергенция планарной и коаксиальной моделей в характеристиках как переходных, так и стационарных режимов генерации (рис. 2 и 3).

Таким образом, приведенный в работе анализ подтверждает высокую эффективность использования двумерной РОС для генерации мощного пространственного когерентного излучения и демонстрирует универсальность этого принципа с точки зрения как механизмов индуцированного излучения, так и конфигурации и ширин электронных потоков. Заметим также, что излучение электронных потоков при движении вдоль гофрированной поверхности частот называют излучением Смита–Парселла и в случае умеренно релятивистских энергий частиц связывают с ним возможность создания источников субмиллиметрового диапазона [9,10]. Для таких генераторов двумерная брегговская структура может быть также использована для синхронизации излучения вдоль

оси  $x$ . При этом для селекции мод по второй поперечной координате (ось  $y$ ) в качестве выходного следует использовать новую модификацию брэгговских зеркал, которая основана на связи продольных и квазипоперечных мод [11].

Работа выполнена при частичной поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (гранты № 07-02-00617 и 08-08-00966).

## Список литературы

- [1] Гинзбург Н.С., Песков Н.Ю., Сергеев А.С. // Письма в ЖТФ. 1992. Т. 18. В. 9. С. 23.
- [2] Гинзбург Н.С., Песков Н.Ю., Сергеев А.С. // Письма в ЖТФ. 2000. Т. 26. В. 16. С. 8.
- [3] Аржанников А.В., Гинзбург Н.С., Заславский В.Ю. и др. // Письма в ЖЭТФ. 2008. Т. 87. В. 11. С. 715.
- [4] Ginzburg N.S., Peskov N.Yu., Sergeev A.S. et al. // Appl. Phys. Lett. 2008. V. 92. P. 103512.
- [5] Konoplev I.V., Cross A.W., Phelps A.D.R. et al. // Phys. Rev. E. 2007. V. 76. P. 056406.
- [6] Bratman V.I., Denisov G.G., Ginzburg N.S., Petelin M.I. // IEEE J. Quant. Electr. 1983. V. QE-19. N 3. P. 282.
- [7] Arzhannikov A.V., Nikolaev V.S., Sinitsky S.L. // J. Appl. Phys. 1992. V. 72. N 4. P. 1657.
- [8] Бастриков А.Н., Бугаев С.П., Киселев И.Н. и др. // ЖТФ. 1988. Т. 58. № 3. С. 483.
- [9] Urata J., Goldstein M., Kimmit M.F. et al. // Phys. Rev. Lett. 1998. V. 80. P. 516.
- [10] Doria A., Gallerano G.P., Giovenale E. et al. // Nucl. Instr. Meth. Phys. Res. A. 2001. V. A475. P. 318.
- [11] Ginzburg N.S., Malkin A.M., Peskov N.Yu. et al. // Appl. Phys. Lett. 2009 (accepted).