

Генерация импульсов сверхизлучения большой интенсивности активной средой, помещенной в двумерную брэгговскую структуру

В.Р.Барышев, Н.С.Гинзбург

Показана возможность использования двумерных брэгговских структур для генерации коротких импульсов сверхизлучения (СИ) большой интенсивности. Указанные структуры позволяют обеспечить пространственную синхронизацию излучения активной среды, характеризующейся большими значениями параметра Френеля, по двум ортогональным направлениям. В отличие от эффектов СИ в отсутствие брэгговской структуры эффективная генерация импульсов СИ возникает при размерах среды, не превышающих обратного инкремента, и по интенсивности на несколько порядков превосходит интенсивность СИ той же среды в свободном пространстве.

Ключевые слова: сверхизлучение, лазер с распределенной обратной связью, двумерный брэгговский резонатор.

1. Введение

В работах [1–3] исследована возможность генерации мощного пространственно-когерентного излучения в лазерах с двумерной распределенной обратной связью (2D РОС), которая достигается за счет использования двумерных брэгговских структур. В таких структурах, в отличие от традиционных одномерных (однопериодических) брэгговских структур, возникает связь и взаимное рассеяние не двух, а четырех волновых потоков, распространяющихся в направлениях $\pm z$ и $\pm x$. В результате оказывается возможным обеспечение синхронизации излучения планарных двумерных активных сред, характеризующихся большими значениями параметра Френеля, по взаимно-ортогональным направлениям. В предшествующих работах динамика 2D РОС-лазеров исследовалась в балансном приближении и в предположении, что времена фазовой релаксации активной среды малы в масштабе времен высвечивания энергии и релаксации инверсии. В этом случае при постоянной интенсивности накачки в широкой области параметров устанавливается стационарный одночастотный режим генерации.

Вместе с тем в настоящее время известен целый ряд активных сред, в которых за один проход обеспечивается многократное усиление спектрально-узкого оптического или ИК излучения. Эти среды используются в различных типах инжекционных гетеролазеров на квантовых ямах, а также в волоконных лазерах с примесными активными центрами в условиях балансного режима стационарной генерации. Тем не менее при достаточно слабой релаксации поляризации подобные среды позволяют реализовать режимы, типичные для сверхизлучения (СИ) Дике, в которых генерируются короткие (в диапазоне длитель-

ностей от наносекунд до субпикосекунд) световые импульсы [4–8].

Следует отметить, что в ряде теоретических и экспериментальных работ исследовалась возможность инициации процессов СИ с помощью традиционных однопериодических брэгговских структур [4, 9]. Поперечные размеры активной среды и, соответственно, мощность излучения в случае его квазиодномерного распространения оказываются ограниченными необходимостью поперечной синхронизации генерируемого излучения, которая может быть обеспечена за счет естественного дифракционного расплывания волнового пакета при малых значениях параметра Френеля: $l_x^2/(l_z\lambda) < 1$ (l_z – длина активного образца, l_x – его ширина, λ – длина волны).

В настоящей работе исследована возможность повышения интегральной (по пространственным координатам x и z) мощности импульсов СИ в случае активных сред, для которых $l_x^2/(l_z\lambda) \gg 1$. При этом пространственная синхронизация излучения достигается за счет использования двумерных брэгговских структур.

2. Модель и основные уравнения

Рассмотрим простейшую модель инвертированной активной среды, помещенной в двумерную брэгговскую структуру, в которой активная среда в направлении y полагается однородной и бесконечной, а в направлениях x и z занимает область прямоугольной формы с поперечными размерами l_x и l_z соответственно (рис. 1). Брэгговская структура представляет собой диэлектрик с двоякопериодической модуляцией действительной части диэлектрической проницаемости:

$$\varepsilon(x, z) = \varepsilon_0 + \frac{\varepsilon_1}{2} \{ \cos[\bar{h}(x - z)] + \cos[\bar{h}(x + z)] \}, \quad (1)$$

где ε_0 – средняя диэлектрическая проницаемость среды; ε_1 – амплитуда модуляции; $\bar{h} = 2\pi/D$; D – период модуляции вдоль направлений x и z . В условиях брэгговского резонанса $h = \bar{h}$ (h – волновое число) двумерная брэгговская структура (1) обеспечивает связь и взаимное рассея-

В.Р.Барышев, Н.С.Гинзбург. Институт прикладной физики РАН, Россия, 603950 Н.Новгород, ул. Ульянова, 46; e-mail: baryshev@appl.sci-nnov.ru

Поступила в редакцию 11 марта 2010 г., после доработки – 10 ноября 2010 г.

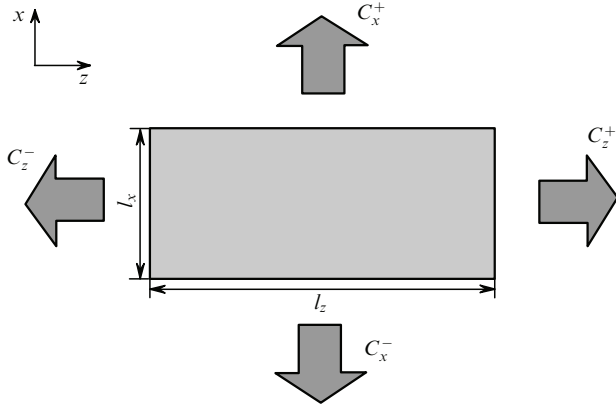


Рис.1. Модель двумерной брэгговской структуры, заполненной инвертированной активной средой.

ние четырех парциальных волновых потоков, распространяющихся в направлениях $\pm z$ и $\pm x$ вектора-потенциала A электромагнитного поля:

$$A = \text{Re}[(C_z^+ e^{-ihz} + C_z^- e^{ihz} + C_x^+ e^{-ihx} + C_x^- e^{ihx}) e^{i\omega t}]. \quad (2)$$

Взаимодействие поля с активной двухуровневой средой будем описывать в рамках полуклассического приближения [10], в котором электромагнитные поля описываются уравнениями Максвелла, а для представления активной среды используются уравнения Блоха:

$$\left(\Delta - \frac{\varepsilon(x, z)}{c^2} \frac{\partial^2}{\partial t^2} \right) A = -\frac{4\pi}{c} P, \quad (3)$$

$$\frac{\partial^2 P}{\partial t^2} + \frac{1}{T_2} \frac{\partial P}{\partial t} + \left(\frac{1}{4T_2^2} + \omega_0^2 \right) P = -\frac{2\omega_0 |\mu|^2}{\hbar c} A \rho,$$

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{\rho}{T_1} = \frac{2}{\hbar \omega_0 c} A \frac{\partial P}{\partial t}.$$

Здесь P – поляризация среды; ρ – разность населенностей; μ – дипольный момент; T_1 и T_2 – времена релаксации инверсии и поляризации активной среды. Предполагается, что частота перехода ω_0 совпадает с частотой брэгговского резонанса: $\omega_0 = \hbar c$. В соответствии с представлением поля излучения в виде четырех парциальных волновых потоков (2), представим поляризацию и инверсию среды следующим образом:

$$P = \text{Re}[i(P_z^+ e^{-ihz} + P_z^- e^{ihz} + P_x^+ e^{-ihx} + P_x^- e^{ihx}) e^{i\omega_0 t}],$$

$$\rho = \rho_0 + \text{Re}[\rho_{2z} e^{2ihz} + \rho_{2x} e^{2ihx} + \rho_{z-x} e^{2ih(z-x)} + \rho_{z+x} e^{2ih(z+x)}], \quad (4)$$

где $P_{x,z}^\pm$, ρ_0 , $\rho_{2x,2z}$, $\rho_{z\pm x}$ – медленно меняющиеся в пространстве и времени амплитуды.

В случае больших параметров Френеля ($l_{x,z}^2 / (L_{x,z} \lambda) \gg 1$) будем описывать распространение парциальных волновых потоков (2) в приближении геометрической оптики, пренебрегая их дифракционным распылением. Также опустим слагаемые, описывающие релаксацию инверсии среды, поскольку для реализации режима СИ этот процесс в масштабе времени эволюции электромагнитного поля должен быть существенно более медленным.

При таких предположениях процесс усиления волновых потоков (2) в активной среде, а также их взаимного рассеяния на брэгговской решетке (1) и наведенной за счет модуляции инверсии нелинейной решетке (см. [11]) может быть описан системой усредненных уравнений, состоящей из уравнений связанных волн,

$$\left(\pm \frac{\partial}{\partial Z} + \frac{\partial}{\partial \tau} \right) \hat{C}_z^\pm + i\alpha(\hat{C}_x^+ + \hat{C}_x^-) = \hat{P}_z^\pm, \quad (5)$$

$$\left(\pm \frac{\partial}{\partial X} + \frac{\partial}{\partial \tau} \right) \hat{C}_x^\pm + i\alpha(\hat{C}_z^+ + \hat{C}_z^-) = \hat{P}_x^\pm,$$

и системой уравнений для амплитуд пространственных гармоник поляризации и инверсии активной среды:

$$\frac{\partial \hat{P}_z^+}{\partial \tau} + \frac{\hat{P}_z^+}{T_2} = 2\hat{C}_z^+ \hat{\rho}_0 + \hat{C}_z^- \hat{\rho}_{2z}^* + \hat{C}_x^+ \hat{\rho}_{z-x}^* + \hat{C}_x^- \hat{\rho}_{z+x}^*,$$

$$\frac{\partial \hat{P}_z^-}{\partial \tau} + \frac{\hat{P}_z^-}{T_2} = 2\hat{C}_z^- \hat{\rho}_0 + \hat{C}_z^+ \hat{\rho}_{2z} + \hat{C}_x^+ \hat{\rho}_{z+x} + \hat{C}_x^- \hat{\rho}_{z-x},$$

$$\frac{\partial \hat{P}_x^+}{\partial \tau} + \frac{\hat{P}_x^+}{T_2} = 2\hat{C}_x^+ \hat{\rho}_0 + \hat{C}_x^- \hat{\rho}_{2x}^* + \hat{C}_z^+ \hat{\rho}_{z-x}^* + \hat{C}_z^- \hat{\rho}_{z+x}^*,$$

$$\frac{\partial \hat{P}_x^-}{\partial \tau} + \frac{\hat{P}_x^-}{T_2} = 2\hat{C}_x^- \hat{\rho}_0 + \hat{C}_x^+ \hat{\rho}_{2x} + \hat{C}_z^+ \hat{\rho}_{z+x} + \hat{C}_z^- \hat{\rho}_{z-x}, \quad (6)$$

$$\frac{\partial \hat{\rho}_0}{\partial \tau} = -\text{Re}(\hat{C}_z^+ \hat{P}_z^{+*} + \hat{C}_z^- \hat{P}_z^{-*} + \hat{C}_x^+ \hat{P}_x^{+*} + \hat{C}_x^- \hat{P}_x^{-*}),$$

$$\frac{\partial \hat{\rho}_{2z}}{\partial \tau} = -(\hat{C}_z^{+*} \hat{P}_z^- + \hat{C}_z^- \hat{P}_z^{+*}), \quad \frac{\partial \hat{\rho}_{2x}}{\partial \tau} = -(\hat{C}_x^{+*} \hat{P}_x^- + \hat{C}_x^- \hat{P}_x^{+*}),$$

$$\frac{\partial \hat{\rho}_{z+x}}{\partial \tau} = -(\hat{C}_z^{+*} \hat{P}_x^- + \hat{C}_z^- \hat{P}_x^{+*} + \hat{C}_x^{+*} \hat{P}_z^- + \hat{C}_x^- \hat{P}_z^{+*}),$$

$$\frac{\partial \hat{\rho}_{z-x}}{\partial \tau} = -(\hat{C}_z^{+*} \hat{P}_x^+ + \hat{C}_z^- \hat{P}_x^{-*} + \hat{C}_x^{+*} \hat{P}_z^+ + \hat{C}_x^- \hat{P}_z^{-*}).$$

Здесь $\hat{\rho} = \rho / \rho_a$; $\hat{P}_{x,z}^\pm = P_{x,z}^\pm (\rho_a \hbar \omega_0 \omega_c^2 \sqrt{\varepsilon_0} / 2\pi)^{-1/2}$; $\hat{C}_{x,z}^\pm = C_{x,z}^\pm (2\pi c^2 \rho_a \hbar / 2\pi \omega_0 \sqrt{\varepsilon_0})^{-1/2}$; $T_2 = \omega_c T_2$; $X = \omega_c \sqrt{\varepsilon_0} x / c$; $Z = \omega_c \sqrt{\varepsilon_0} z / c$; $\tau = \omega_c t$; $\alpha = \varepsilon_1 \omega_0 / 8\omega_c$ – коэффициент связи парциальных волн на двумерной брэгговской структуре; $\omega_c = [\pi \rho_a |\mu|^2 / (\hbar \omega_0 \sqrt{\varepsilon_0})]^{1/2}$ – кооперативная частота; ρ_a – начальная плотность инвертированных атомов.

В предположении, что потоки электромагнитной энергии, падающие на систему извне, отсутствуют и, кроме того, значительных отражений парциальных волн от границ брэгговской структуры не возникает, граничные условия к уравнениям (5) могут быть представлены в виде

$$\hat{C}_x^\pm |_{X=\mp L_x/2} = 0, \quad \hat{C}_z^\pm |_{Z=mL_z/2} = 0, \quad (7)$$

где $L_{x,z} = \omega_c \sqrt{\varepsilon_0} l_{x,z} / c$. Для описания режима сверхизлучения предположим, что задана начальная однородная инверсия среды (внешняя накачка отсутствует)

$$\hat{\rho}_0 |_{\tau=0} = 1, \quad \hat{\rho}_{2x,2z,z\pm x} |_{\tau=0} = 0, \quad (8)$$

и при этом в среде существуют флуктуации поляризации

$$\hat{P}_{x,z}^{\pm}|_{\tau=0} = p_0 \exp[i\varphi_0(X, Z)], \tag{9}$$

имеющие малую начальную амплитуду $p_0 \ll 1$ и случайное фазовое распределение $\varphi_0(X, Z)$. Начальные электромагнитные поля отсутствуют: $\hat{C}_{x,z}^{\pm}|_{\tau=0} = 0$. Погонная (удельная) мощность излучения (мощность на единицу толщины системы по координате y) в направлениях $\pm x$ и $\pm z$ может быть представлена в виде

$$S_z^+ = \frac{\rho_a h \omega_0 c^2}{4\omega_c \sqrt{\epsilon_0}} \hat{S}_z^+, \tag{10}$$

где

$$\hat{S}_x^{\pm} = \int_{-L_x/2}^{L_x/2} |\hat{C}_x^{\pm}(\pm L_x/2, Z, \tau)|^2 dZ, \tag{11}$$

$$\hat{S}_z^{\pm} = \int_{-L_z/2}^{L_x/2} |\hat{C}_z^{\pm}(X, \pm L_z/2, \tau)|^2 dX$$

– нормированные интегральные мощности излучения по соответствующим координатам.

3. Результаты моделирования

На рис.2 представлены результаты моделирования сверхизлучательного режима на основе систем уравнений (5), (6) при различных значениях нормированного времени фазовой релаксации \hat{T}_2 . Видно, что по мере увеличения релаксационной константы происходит умень-

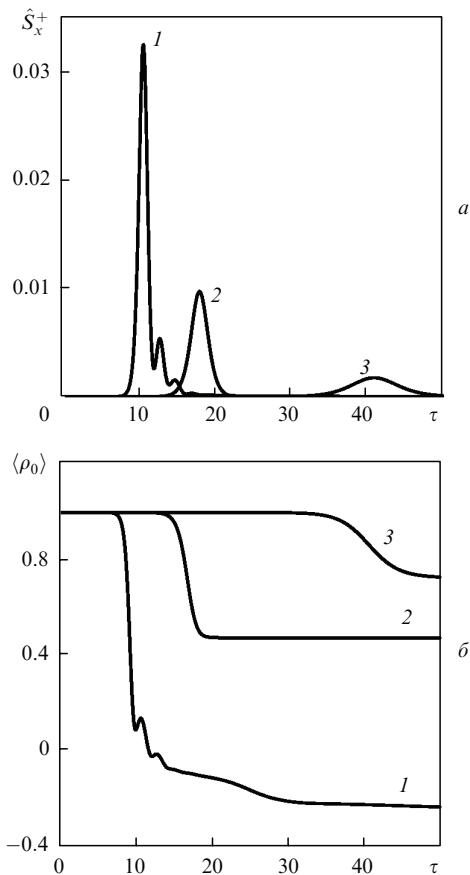


Рис.2. Временные зависимости мощности излучения (а) и средней инверсии среды (б) при различных скоростях релаксации поляризации; $L_x = 0.25$, $L_z = 0.5$, $\alpha = 10$, $\hat{T}_2 = 10$ (1), 1 (2) и 0.5 (3).

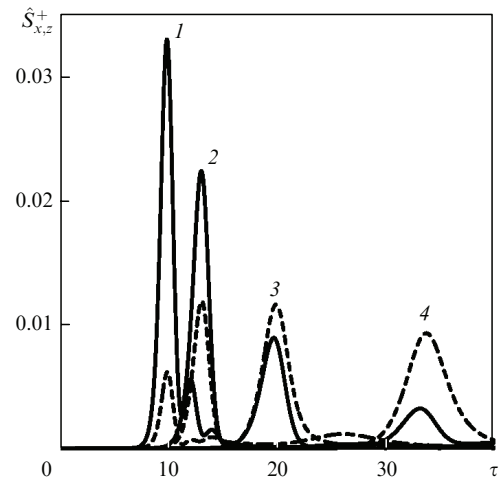


Рис.3. Зависимости излучаемой мощности от времени при различных значениях параметра связи волн. Сплошная кривая – мощность, излучаемая в направлении x , штриховая – в направлении z ; $L_x = 0.25$, $L_z = 0.5$, $\hat{T}_2 = 10$, $\alpha = 10$ (1), 5 (2), 3 (3) и 2 (4).

шение времени формирования импульса СИ и его длительности, а также повышение пиковой мощности. В этих условиях после высвечивания импульса средняя инверсия по образцу становится отрицательной величиной, что типично для режима СИ. Из рис.3 следует, что существует оптимальное значение коэффициента связи α , при котором при заданных геометрических размерах активного образца $L_x = 0.25$, $L_z = 0.5$ пиковая мощность импульса достигает максимального значения. Важно подчеркнуть, что при достаточно малой в масштабе обратного инкремента длине образца введение брэгговской структуры на несколько порядков увеличивает интенсивность импульсов. При тех же параметрах активной среды и начальных шумах максимальная амплитуда \hat{C}_z^+ импульса СИ в режиме однопроходного усиления в отсутствие двумерной брэгговской структуры составляет 2×10^{-6} , а время задержки τ увеличивается до 50. Соответственно введение брэгговской решетки облегчает требования к скоростям фазовой релаксации активной среды, при которых формируется импульс СИ.

Представляет также интерес сопоставление интенсивности излучения во взаимно-перпендикулярных направлениях Z и X для брэгговских структур с различным параметром связи α . При достаточно малых α большая часть энергии излучается в направлении $\pm Z$, т. е. с «узких» торцов активного образца. Однако по мере увеличения коэффициента связи волн потоки в указанных направлениях становятся равными, а в области оптимальных значений α практически вся энергия излучается по направлениям $\pm X$, т. е. с широких торцов.

На рис.4 показана эволюция пространственного распределения амплитуд парциальных волн $\hat{C}_{x,z}^+$ при оптимальном значении параметра связи α . На начальной стадии ($\tau < 3$) указанные распределения носят случайный характер, при котором масштаб неоднородности поля соответствует заданным начальным флуктуациям поляризации. Через несколько проходов волны по двумерному брэгговскому резонатору ($\tau = 4$) на линейной стадии взаимодействия формируется пространственное распределение полей парциальных волн, близкое по структуре к основной моде двумерного брэгговского резонатора [2, 12]. При этом пространственный масштаб неоднородности поля становится сопоставимым с характер-

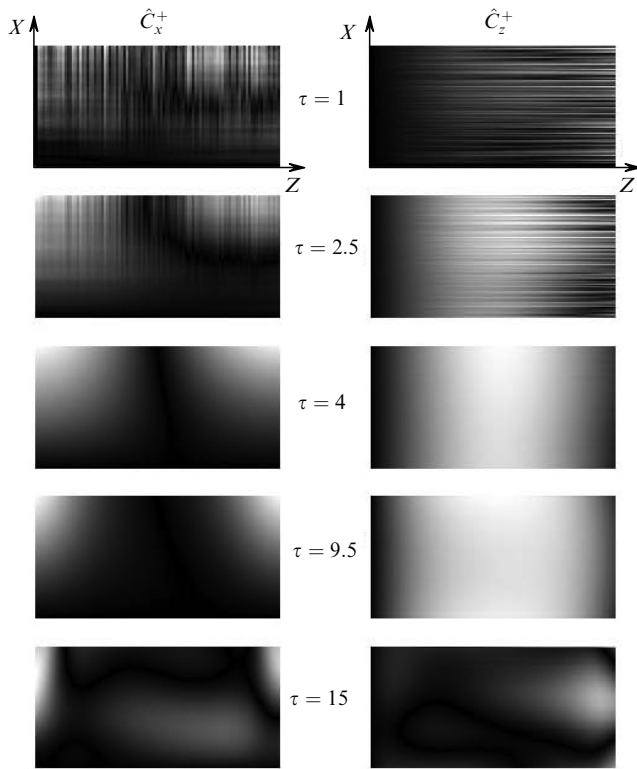


Рис.4. Эволюция пространственного распределения амплитуд парциальных волн \hat{C}_x^+ и \hat{C}_z^+ в активной области при $L_x = 0.25$, $L_z = 0.5$, $\hat{T}_2 = 10$, $\alpha = 10$.

ными размерами активной среды, т.е. имеет место пространственная синхронизация излучения. При переходе к нелинейной стадии ($\tau > 8$), на которой достигается максимум интенсивности, происходит некоторое искажение распределения полей, но характерный масштаб неоднородности сохраняется. Следует отметить, что на рис.4 распределение поля нормировано на максимальное значение в текущий момент времени. Поэтому достаточно сложный профиль в момент $\tau = 15$ имеет место фактически после высвечивания главного импульса, когда абсолютные значения полей малы.

Следует также обратить внимание на значительное влияние вторичных нелинейных решеток, наведенных за счет модуляции инверсии. При исключении этих решеток (пренебрежении членами $\hat{\rho}_{2x,2z,z\pm x}$ в уравнениях (6)) пиковая интенсивность импульсов СИ возрастает в несколько раз по сравнению с представленной на рис.2 и 3.

На рис.5 показаны фазовые фронты волновых потоков $\hat{C}_{x,z}^+$ в момент времени, соответствующий максимальной интенсивности импульса СИ, которые, очевидно, имеют детерминированный характер. При этом также происходит корреляция фаз парциальных волновых потоков, излучаемых в $\pm x$ и $\pm z$ направлениях с соответствующих торцов активного образца.

4. Заключение

Таким образом, нами показана возможность эффективного использования двумерных брэгговских структур для генерации коротких сверхизлучательных импульсов высокой интенсивности в режиме сверхизлучения путем пространственной синхронизации излучения двумерных

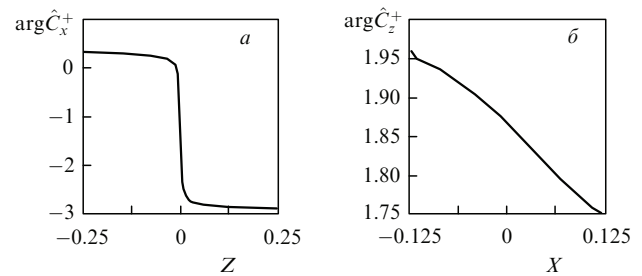


Рис.5. Фазовый фронт импульса СИ при $L_x = 0.25$, $L_z = 0.5$, $\hat{T}_2 = 10$ для парциальных волн \hat{C}_x^+ (а) и \hat{C}_z^+ (б).

активных сред, характеризующихся большими значениями параметра Френеля. Заметим, что в данной работе исследована простейшая модель, в которой двумерная брэгговская структура представляет собой диэлектрик с двоякопериодической модуляцией действительной части проницаемости. Как и при создании динамических однопериодических брэгговских структур, подобную модуляцию можно реализовать в среде с реактивной нелинейностью посредством скрещенных лазерных пучков, распространяющихся во взаимно-перпендикулярных направлениях вдоль векторов обратной решетки двумерной брэгговской структуры. При этом ортогональность поляризации указанных пучков позволяет исключить дополнительные наведенные решетки, обусловленные взаимным влиянием указанных пучков. Кроме того, двумерные брэгговские структуры могут быть реализованы с помощью тонких (в масштабе длины волны) диэлектрических пластин, одна или две поверхности которых гофрированы по закону, задаваемому формулой (1); синусоидальная гофрировка может быть заменена шахматной [2, 3]. С помощью подобных планарных двумерных брэгговских структур можно осуществить связь волн как ТМ–ТМ, так и ТМ–ТЕ поляризаций и при соответствующих соотношениях между временами релаксации и коэффициентами усиления получить сверхизлучение от различных типов активных сред с разной поляризацией излучаемых волн.

Авторы благодарны Вл.В.Кочаровскому и Е.Р.Кочаровской за полезные обсуждения. Работа выполнена при поддержке РФФИ (грант № 08-08-00966) и фонда «Династия».

1. Барышев В.Р., Гинзбург Н.С., Сергеев А.С. *Письма в ЖТФ*, **34** (3), 47 (2008).
2. Барышев В.Р., Гинзбург Н.С., Заславский В.Ю., Малкин А.М., Сергеев А.С., Тумм М. *Квантовая электроника*, **39**, 463 (2009).
3. Барышев В.Р., Гинзбург Н.С., Малкин А.М., Сергеев А.С. *Квантовая электроника*, **39**, 1159 (2009).
4. Ammerlahn D., Kuhl J., Grote B., Koch S.W., Khitrova G., Gibbs H. *Phys. Rev. B*, **62**, 7350 (2000).
5. Pilozzi L., D'Andrea A., Cho K. *Phys. Rev. B*, **69**, 205311 (2004).
6. Белянин А.А., Кочаровский В.В., Кочаровский Вл.В., Пестов Д.С. *Изв. Вузов. Сер. Радиофизика*, **44**, 184 (2001).
7. Belyanin A.A., Kocharovsky V.V., Kocharovsky V.I., Pestov, D.S. *Laser Phys.*, **13**, 161 (2003).
8. Васильев П.П. *Квантовая электроника*, **29**, 4 (1999).
9. Гинзбург Н.С., Кочаровская Е.Р., Сергеев А.С. *Изв. РАН. Сер. физич.*, **72**, 226 (2008).
10. Ginzburg N.S., Peskov N.Yu., Sergeev A.S. *Opt. Commun.*, **96**, 254 (1993).
11. Yariv A. *Quantum Electronics* (New York: Wiley, 1975).
12. Андреев А.В. *УФН*, **160** (12), 1 (1990).