

УДК 535.2, 539.184

СВЕРХИЗЛУЧЕНИЕ ПОЛЯРИТОНОВ ДВУХУРОВНЕВОЙ СРЕДЫ В НИЗКОДОБРОТНОМ РЕЗОНАТОРЕ ФАБРИ-ПЕРО

© 2004 г. Е. Р. Кочаровская, канд. физ.-мат. наук

Институт прикладной физики РАН, Нижний Новгород

E-mail: katya@appl.sci-nnov.ru

Развита аналитическая теория сверхизлучения горячих поляритонных мод, формируемых инвертированной двухуровневой средой в открытом низкодобротном резонаторе Фабри-Перо. Представлен качественный анализ нелинейной стадии одно- и многомодового сверхизлучения и указаны его отличия от однонаправленного сверхизлучения. Обсуждены характерные формы импульсов и общие свойства одноимпульсного и осцилляторного режимов для резонатора произвольной добротности, а также корреляция и особенности брэгговского перерасеяния импульсов, высвечиваемых из противоположных торцов образца.

Коды OCIS: 140.6630, 270.6630.

Поступила в редакцию 23.12.2003.

В стандартной постановке задачи о коллективном спонтанном излучении (или сверхизлучении) рассматривается образец двухуровневых атомов, которые к начальному моменту времени инвертированы импульсом накачки и предоставлены сами себе, т. е. в дальнейшем нет ни накачки, ни внешнего резонансного поля. Первоначальное излучение из образца соответствует уровню нулевых или тепловых флуктуаций электромагнитного поля и поляризации [1–4]. Для того чтобы ограничиться простейшим одномерным случаем, будем считать, что ансамбль двухуровневых осцилляторов (атомов) однородно заполняет протяженный цилиндрический объем длиной L и сечением Σ с числом Френеля порядка единицы, $\Sigma/L\lambda \sim 1$. Пренебрежем для простоты дифракционными и омическими потерями, но учтем отражения R на торцах ($z = \pm L/2$), считая соответствующие границы инверсии резкими в масштабе длины волны λ .

Волны, идущие вдоль длинной оси образца, усиливаются в наибольшей степени и постепенно синхронизуют спонтанное излучение пространственно разнесенных высокочастотных диполей, заставляя их излучать индуцированно. Это происходит, если кооперативная частота $\omega_c = (2\pi d^2 N \omega_0^2 / \hbar \epsilon_0)^{1/2}$ больше, чем обратные времена релаксации инверсии (T_1) и поляризации (T_2); здесь d – высокочастотный дипольный момент на частоте перехода ω_0 , N – концентрация атомов, ϵ_0 – диэлектрическая проницаемость матрицы, в которую они помещены. В результате вместо независимого спонтанного высвечивания

отдельных атомов за время T_1 формируется узконаправленный мощный импульс сверхизлучения (СИ), в который все атомы дают когерентный вклад. Его длительность обратно пропорциональна числу атомов, а мощность пропорциональна квадрату их числа. Процессы такого типа были предсказаны Дике полвека назад, экспериментально обнаружены в квантовой оптике около тридцати лет назад и интенсивно исследуются в последнее время [1–4].

В настоящей работе рассмотрены особенности подобных когерентных процессов, которые не могут быть описаны балансными скоростными уравнениями и с использованием коэффициентов Эйнштейна. Здесь необходимы более полные полуклассические уравнения: для электромагнитного поля – классические уравнения Максвелла, а для средней поляризации и разности населенности уровней единицы объема среды – оптические уравнения Блоха. Как следует из этих уравнений, наряду с нормальными волнами электромагнитного типа в активной среде существуют так называемые волны поляризации, абсолютная неустойчивость которых как раз и обуславливает формирование импульса сверхизлучения [3].

Сверхизлучательные процессы хорошо изучены в случае однонаправленного распространения волн, когда главные импульсы СИ из противоположных торцов образца излучаются практически независимо. Времена их излучения не коррелируют, меняясь случайным образом от выстрела к выстрелу с характерным среднеквадратичным отклонением порядка не-

скольких длительностей одного импульса. Асимптотика формы такого импульса на линейной стадии и время достижения максимума импульса t_d (или так называемое время задержки) имеют вид [2, 3]

$$\sim \exp \sqrt{\omega_c} z / L, t_d \approx \ln \sqrt{N \Sigma L} / \omega_c.$$

Особый интерес представляет ситуация, когда импульсы, высвечиваемые из противоположных торцов образца, скоррелированы. Это возможно при наличии линейной связи встречных волн за счет отражений, имеющих на границе образца или распределенных внутри него. Рассмотрим коллективное спонтанное излучение протяженного ансамбля двухуровневых осцилляторов, который помещен в низкодобротный резонатор Фабри–Перо, обеспечивающий практически свободный выход излучения наружу. При этом слабые отражения от зеркал на торцах активного образца играют тройную роль. Во-первых, выполняя функцию обратной связи, отражения увеличивают скорость нарастания поля внутри первоначально инвертированного образца. Во-вторых, благодаря отражениям в резонаторе спектр генерируемого излучения становится дискретным и в общем случае представляет собой набор поляритонных мод, образованных самосогласованными колебаниями поля и поляризации осцилляторов. В-третьих, слабые отражения существенно изменяют пространственные распределения поля и поляризации внутри образца, делая их неоднородными и прижатыми к торцам, в результате чего изменяется форма импульса сверхизлучения.

Нетрудно оценить [3–6] критический коэффициент отражения $R_{cr} \sim (N \Sigma L)^{-1/4}$, начиная с которого сверхизлучение становится модовым с существенной иной формой импульса и временем задержки

$$\sim \exp \left(\omega'' t + (z/L) \ln R^{-1/2} \right), t_d \approx \ln \sqrt{N \Sigma L} / \omega''; \omega'' = \omega_c^2 \times \times L / c_0 \ln R^{-1/2}.$$

Высокодобротные резонаторы мешают высвечиванию сверхизлучательного импульса, а слишком низкодобротные не оказывают на коллективное спонтанное излучение никакого влияния. Также существует ограничение на длину активной среды L . Модовое СИ возможно только тогда, когда за время порядка обратного инкремента $1/\omega_c$ однородных волн в безграничной среде излучение со скоростью света $c_0 = c/\epsilon_0^{1/2}$ успевает пройти весь резонатор, содержащий много длин волн. Из этого необходимого условия существования модового СИ следует, что предельно допустимая протяженность активной среды не должна превышать нескольких кооперативных длин $L_c = c_0/\omega_c \gg \lambda$.

В высокодобротных резонаторах с коэффициентом отражения, близким к единице, возможны

малоэффективные одно- и многомодовый осцилляторные режимы СИ, однако во многих случаях наиболее интересен одноимпульсный режим одномодового коллективного спонтанного излучения, который реализуется при меньших коэффициентах отражения.

Итак, исследуется начальная задача, когда импульсная накачка инвертирует атомы к начальному моменту времени и дальше выключается. Задача решается на основе уравнений Максвелла–Блоха, учитывающих взаимодействие встречных волн:

$$\partial^2 a / \partial \tau^2 - \partial^2 a / \partial \zeta^2 = -2\epsilon_0^{-1} \partial^2 p / \partial \tau^2,$$

$$\partial^2 p / \partial \tau^2 + p = -2\epsilon_0 \ln a,$$

$$\partial n / \partial \tau = 2\epsilon_0 I a \partial p / \partial \tau,$$

где $a \equiv E/2\pi d \Delta N_0$ и $p \equiv P/d \Delta N_0$ – нормированные амплитуды высокочастотного поля E и поляризации P , $-1 \leq n \equiv \Delta N / \Delta N_0 \leq 1$ – плотность инверсии среды, нормированная на начальную плотность инверсии ΔN_0 , которая для определенности предполагается однородной вдоль резонатора. Здесь введены безразмерное время $\tau \equiv \omega_0 t$ и безразмерная координата: $-B/2 \leq \zeta \equiv z \omega_0 / c_0 \leq B/2$ ($B \equiv L \omega_0 / c_0$ – безразмерная длина образца), а также малый параметр $I = 2\pi d^2 \Delta N_0 / \hbar \omega_0 \epsilon_0 = \omega_c^2 / \omega_0^2$, характеризующий отношение квадрата кооперативной частоты к частоте перехода. Поле усиливается при распространении от одного конца образца до другого и отражается с коэффициентом отражения R . В результате формируется пространственно-неоднородная стоячая волна (рис. 1).

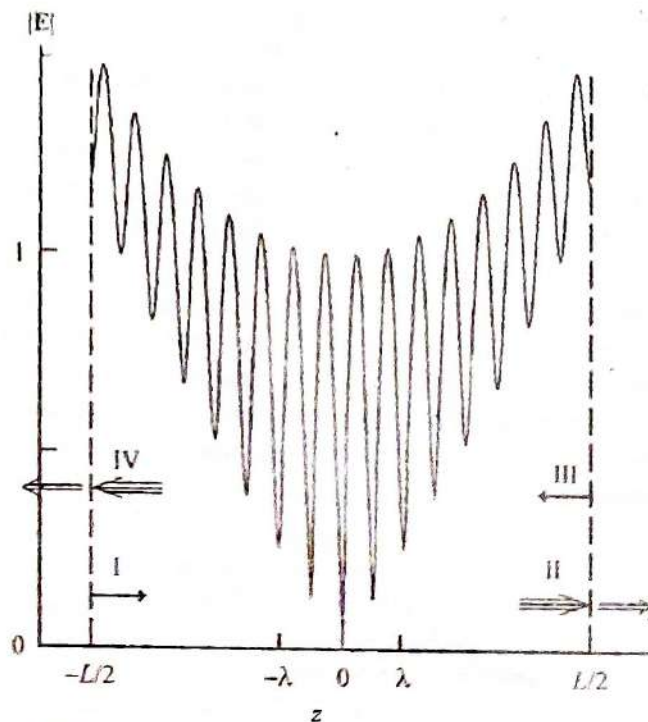


Рис. 1. Пространственная структура амплитуды $|E|$ полного поля поляритонной моды с учетом интерференции составляющих ее неоднородных встречных волн.

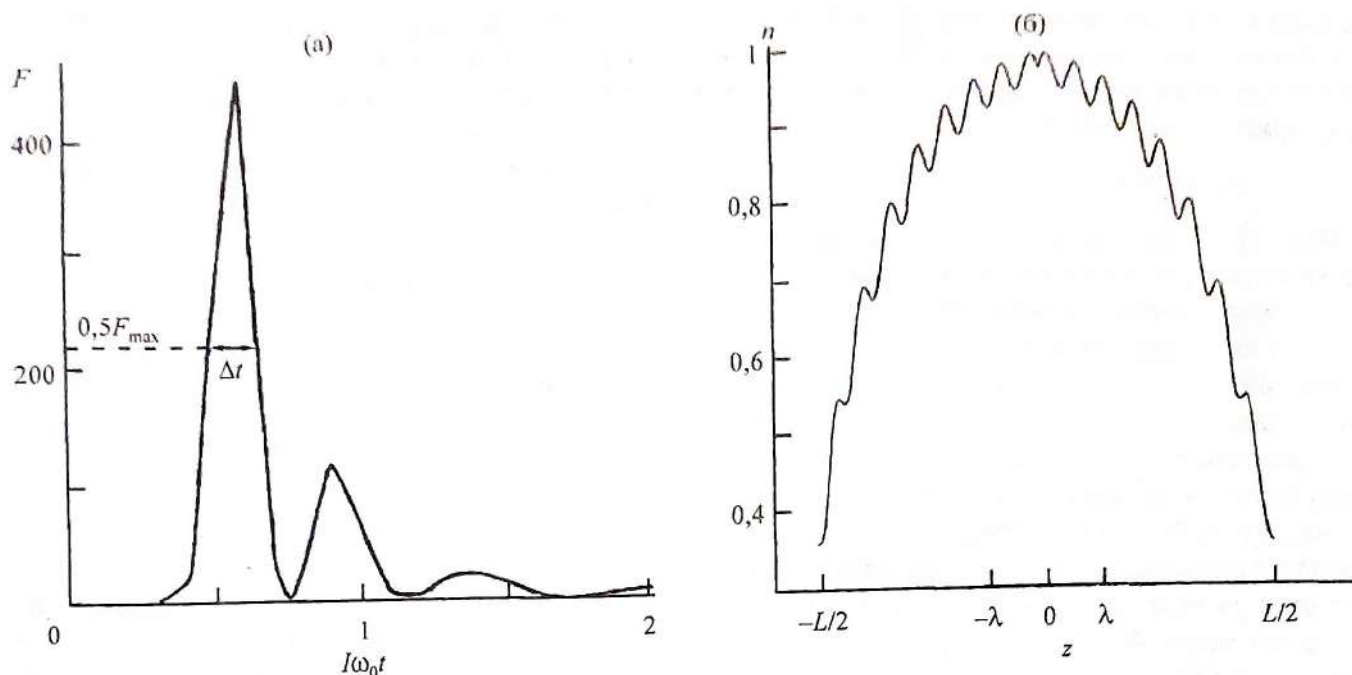


Рис. 2. а – типичная осциллограмма нормированной интенсивности F сверхизлучения. б – распределение инверсии n по образцу в конце линейной стадии.

Точное решение существует только на линейной стадии, когда инверсия фиксирована, и является суперпозицией поляритонных мод, имеющих отрицательную энергию. Их неустойчивость является диссипативной и связана с потерей энергии на излучение из открытого резонатора. При этом коэффициент отражения на торцах может определяться не только зеркалами, но и (для открытого образца) скачком показателя преломления активной среды и ее матрицы. Анализ спектра и инкрементов поляритонных мод показывает, что при достаточно однородных начальных условиях главную роль играет центральная резонансная мода с номером $m = B/\pi$ или несколько ближайших к ней мод.

Одноимпульсный режим одномодового сверхизлучения наиболее близок к каноническому сверхизлучению Дике в коротком образце (с произвольным значением R). При условии $L \ll L_c \ln R^{-1}$ амплитуда центральной резонансной моды к моменту высвечивания основного импульса успевает значительно превзойти амплитуды всех остальных мод. Соответствующие длительность импульса и пиковая мощность излучения (в расчете на единицу объема резонатора) равны

$$\Delta t \sim (\omega \tilde{\Omega}^*)^{-1} \approx \frac{\hbar c \epsilon_0^{1/2} (\ln R^{-1/2})^2}{2\pi \omega_0 d^2 \tilde{n}_0 N L},$$

$$q \sim \frac{\hbar \omega_0 \tilde{n}_0 N}{4\Delta t} \propto \frac{N^2 L}{\ln R^{-1/2}},$$

где $\tilde{n}_0$ – нормированная усредненная начальная плотность инверсии. Видно, что длительность обратно пропорциональна числу атомов, а мощность пропорциональна квадрату числа атомов.

Решение полных уравнений Максвелла–Блоха показывает, что самосогласованная решетка инверсии сохраняется и на глубокой нелинейной стадии (рис. 2). Однако ее влияние на свойства модового сверхизлучения в реальных условиях может быть заметно лишь в образцах длиной не более сотни длин волн для резонаторов с умеренной добротностью. Самосогласованное брэгговское рассеяние лишь слегка замедляет развитие импульсного сверхизлучения и немного уменьшает его амплитуду, обычно на величину не более 10%. В частности, брэгговские отражения на решетке инверсии не могут обеспечить нелинейное самозапираание импульса модового сверхизлучения в активном образце.

Уравнения Максвелла–Блоха, помимо закона сохранения энергии, имеют еще и закон сохранения длины вектора Блоха. Используя известное понятие угла Блоха, удастся построить количественную аналитическую теорию нелинейной стадии модового сверхизлучения [6]. Для амплитуды угла Блоха можно получить нелинейное уравнение маятникового типа

$$d^2\Theta/d\tau^2 + (d\Theta/d\tau)[K - Iv(\Theta)] \approx -I\partial V/\partial\Theta$$

с эффективным потенциалом

$$V = \frac{2K}{\text{sh}KB} \int_{-B/2}^{B/2} \cos \left\{ \Theta \left[\sin^2(\zeta + B/2) + \text{sh}^2 K\zeta \right]^{1/2} \right\} d\zeta,$$

где $K = B^{-1} \ln R^{-1/2}$, а $Iv(\Theta) \ll K$ – поправка к декременту, не играющая принципиальной роли (см. [6]). На его основе нетрудно проанализировать основные свойства одноимпульсных и осцилляторных режимов для резонатора произвольной добротности. На рис. 3 приведены характерные профили нормиро-

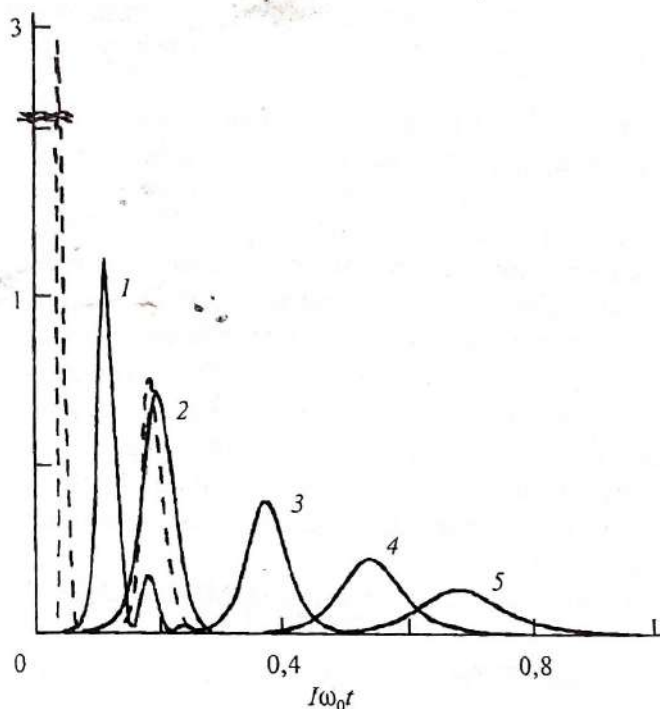


Рис. 3. Характерные профили нормированной интенсивности импульсов сверхизлучения, высвечиваемых из низкодобротного резонатора, найденные решением нелинейного уравнения маятникового типа для амплитуды угла Блоха. Пунктирные кривые показывают соответствующие приближенные решения этого уравнения. Для определенности использованы начальные значения $d\Theta/d\tau = 0$, $\Theta(0) = 10^{-2}$ и параметры $I = 10^{-4}$, $L = 8\lambda$. Коэффициенты отражения равны: $R = e^{-1/2}$ (1), e^{-2} (2), e^{-4} (3), e^{-6} (4), e^{-8} (5).

ванной интенсивности высвечиваемых импульсов для различных коэффициентов отражения от зеркал. С ростом коэффициента отражения форма импульса обостряется, длительность уменьшается, а пиковая мощность увеличивается.

При достаточно высокой добротности резонатора в импульсе возникают переосцилляции, связанные с переотражением электромагнитной и поляритонных мод. Существует оптимальное значение коэффициента отражения $\ln R_{\text{opt}}^{-1} \sim L/L_c$, при превышении которого одноимпульсное сверхизлучение превращается в длительные оптические нутации, т. е. возникает неэффективный осцилляторный режим.

Двухмодовое СИ возможно в случае неустойчивости двух соседних мод, расположенных приблизительно симметрично относительно центра линии и обладающих почти одинаковыми инкрементами. На линейной стадии роста импульса может наблюдаться осцилляторный режим двухмодовых биений. Его пиковая мощность может быть сильно ослаблена, а нелинейная стадия осложнена дополнительными нутациями, обусловленными возникновением двух слабо затухающих электромагнитных мод, отвечающих двум поляритонным модам. С измене-

нием длины образца B на каждые полдлины волны одномодовый режим СИ будет сменяться менее эффективным двухмодовым и наоборот (ср. [5–8]). Очевидно, что с выходом на режим сверхизлучательной генерации одной моды возникают наибольшие корреляции параметров импульсов, высвечиваемых из противоположных торцов образца. При дальнейшем уменьшении коэффициента отражения импульс будет затягиваться, становится больше по длительности и меньше по амплитуде, пока не примет форму, характерную для однонаправленного сверхизлучения.

В принципе модовое сверхизлучение может формироваться даже в отсутствие резонатора, если отражения происходят на границах инверсии, резких в масштабе длины волны. Нетрудно найти самосогласованный коэффициент отражения и инкременты горячих мод, генерируемых в таком эффективном резонаторе:

$$R'' = \left(\frac{1 - \sqrt{\epsilon}}{1 + \sqrt{\epsilon}} \right)^2 \approx \left(\frac{\ln \sqrt{B}}{B} \right)^2,$$

$$\omega_m'' = \omega_0 n_0 I B \ln R^{-1/2} \sqrt{(B - \pi n)^2 + (\ln R^{-1/2})^2}.$$

Коэффициент отражения обратно пропорционален квадрату количества длин волн, укладывающихся на длине образца B . Пример численного исследования нелинейной стадии показан на рис. 4. На рисунке, в частности, видно, как в глубь резонатора перемещается точка смены знака инверсии $n(z) = 0$, т. е. движется фронт волны разгрузки активной среды. Его скорость v_g много меньше скорости света в среде:

$$v_g = \frac{c_0 n I B^2}{(\ln R^{-1/2})^2} \ll c_0.$$

В заключение остановимся на особенностях конкуренции модового сверхизлучения и однонаправленной некогерентной суперлюминесценции, связанной с конвективной неустойчивостью электромагнитных волн [3]. В случае сильной инверсии дело ограничивается суперлюминесценцией лишь в достаточно коротких открытых образцах, когда однонаправленное сверхизлучение невозможно из-за того, что поле слишком быстро уходит из образца, не успевая скоррелировать атомные диполи. Тогда, если коэффициент усиления в центре линии не слишком велик, “балансное” время высвечивания превышает релаксационные времена поляризации T_2 и электромагнитного поля L/c_0 , но много меньше индивидуального спонтанного времени высвечивания T_1 .

В более длинных образцах наличие даже малых отражений начинает существенно влиять на указанную суперлюминесценцию волн непрерывного

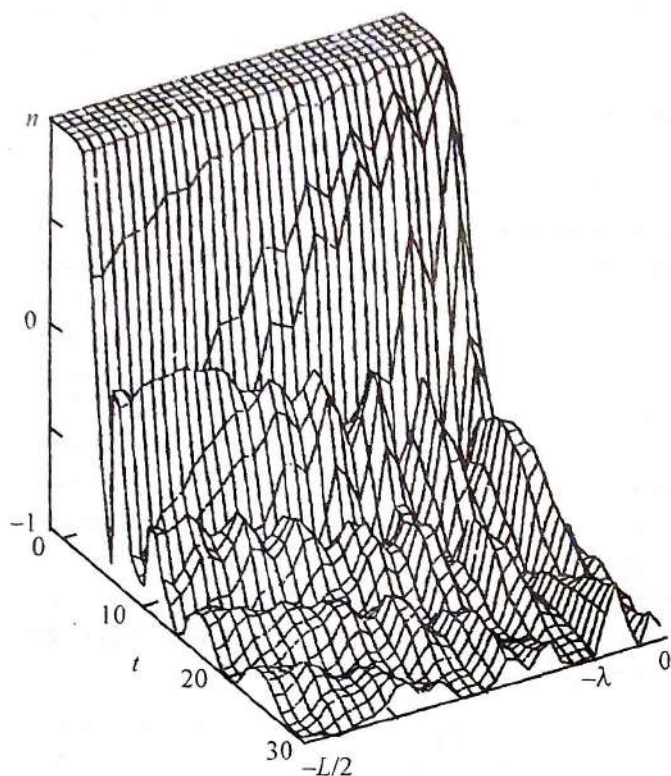


Рис. 4. Пространственно-временное распределение инверсии n с учетом самосопряженного рассеяния встречных волн внутри активного образца в отсутствие зеркал. Для расчета выбраны значения $L = 8\lambda$, $I = 10^{-4}$, $\epsilon_0 = 1$ при малой начальной амплитуде поляризации ($\sim 10^{-2} Nd$) в симметричных встречных волнах. Начальная $(\lambda/2)$ -решетка инверсии согласована со стоячей волной поляризации в соответствии с законом сохранения длины вектора Блоха.

спектра. Если увеличивать отражения или начальную инверсию, то появляются поляритонные моды с дискретным спектром. Существует определенное значение коэффициента отражения или начальной инверсии, начиная с которого именно поляритонные моды будут высвечивать большую часть энергии, запасенной в образце. При этом оказывается, что достаточно увеличить инверсию в два раза или во столько же раз уменьшить $\ln R^{-1}$, чтобы длительность импульса резко сократилась от времени релаксации инверсии T_1 до времени релаксации поляризации T_2 , а мощность увеличилась во много раз, точнее на фактор порядка отношения времен релаксации инверсии и поляризации $\sim T_1/T_2$. Такое рез-

кое изменение параметров генерации возможно исключительно благодаря слабым отражениям на торцах активного образца.

Таким образом, развитие СИ в условиях неустойчивости дискретных мод в низкодобротном резонаторе может существенно изменить процесс высвечивания инверсии активной среды. Разработанная нелинейная теория модового сверхизлучения указывает оптимальные условия, устанавливает предельные возможности и показывает преимущества, которые возникают при использовании низкодобротных резонаторов для сверхизлучательной генерации мощных ультракоротких импульсов.

Автор статьи выражает благодарность Гинзбургу Н.С. и Сергееву А.С. за обсуждение рассмотренной задачи.

Работа была поддержана грантом МК-2164.2003.02.

ЛИТЕРАТУРА

1. Андреев А.В. Оптическое сверхизлучение: новые идеи и новые эксперименты // УФН. 1990. Т. 160. № 12. С. 1–46.
2. Benedict M.G., Ermolaev A.M., Malyshev V.A., Sokolov I.V., Trifonov E.D. Superradiance – Multiatomic Coherent Emission. Bristol, Philadelphia: IOP Publishing, 1996. 420 p.
3. Железняков В.В., Кочаровский В.В., Кочаровский Вл.В. Волны поляризации и сверхизлучение в активных средах // УФН. 1989. Т. 159. С. 193–260.
4. Гинзбург Н.С., Сергеев А.С. Сверхизлучение в слоях возбужденных классических и квантовых осцилляторов // ЖЭТФ. 1991. Т. 99. № 2. С. 438–446.
5. Haake F., Kolobov M.I., Steudel H. Dynamical models for forward-backward coupling in superfluorescence // Opt. Commun. 1992. V. 92. № 4–5. P. 385–392.
6. Kocharovsky V.V., Kocharovsky V.I., Golubyatnikova E.R. Mode superfluorescence and fundamentals of superradiant lasing // Int. J. Computers and Mathematics with Applications. 2000. V. 37. P. 173–184.
7. Аветисян Ю.А., Трифонов Е.Д. Корреляция импульсов суперфлуоресценции, распространяющихся в противоположных направлениях // Опт. и спектр. 1997. Т. 82. № 3. С. 357–359.
8. Канева Е.Н., Трифонов Е.Д. Влияние отражений на корреляцию импульсов сверхизлучения // Опт. и спектр. 1995. Т. 79. № 2. С. 293–298.