

УДК 535.222 + 621.378

ДИНАМИКА ИЗЛУЧЕНИЯ, ОТРАЖЕННОГО ДВУХСЛОЙНОЙ ПЛАНАРНОЙ СТРУКТУРОЙ

Е. В. Тимощенко

кандидат физико-математических наук, доцент

Могилевский государственный университет имени А. А. Кулешова

А. В. Хомченко

доктор физико-математических наук

Белорусско-Российский университет

В. А. Юревич

доктор физико-математических наук, профессор

Белорусский государственный университет пищевых и химических технологий

На основе предложенной модификации уравнений Максвелла - Блоха проанализированы следствия оптической бистабильности в низкоразмерной структуре из двух резонансно поляризуемых слоев. В результате моделирования процесса нелинейного отражения света системой активных слоев установлена возможность самоиндуцированной неустойчивости действующего в структуре когерентного светового поля. Нелинейный эффект модуляции излучения, стимулированной неустойчивостью, подтверждает поставленный эксперимент.

Ключевые слова: оптическая нелинейность, резонансное взаимодействие, квантово-размерная полупроводниковая структура, двухслойная планарная структура, самомодуляция оптического излучения.

Введение

Развитие спектральных оптических методов обработки информации в последнее время связано с применением различных интерферометров. В их резонаторных схемах возможно как сканирование по спектру излучения источников когерентного излучения путем изменения показателя преломления электрооптического элемента, так и все виды модуляции излучаемого светового поля, в том числе и модуляции добротности лазерных резонаторов видимой и ИК области спектра [1; 2]. Между тем очевидно, что использование такого рода модуляторов усложняет схему и увеличивает размеры приборов, что способно снизить их надежность.

Оптимальным решением проблемы модуляции с применением внешних миниатюрных и стабильно работающих устройств может быть включение в оптическую схему устройств активных тонкопленочных элементов на основе резонансно поляризуемых активных сред [3; 4]. Для этих целей особо перспективны планарные низкоразмерные массивы квантовых излучателей, например, формируемые из полупроводниковых квантовых точек (КТ) [5; 6].

В настоящей работе при допущениях, аналогичных работе [7], рассмотрена динамика прохождения светового поля сквозь планарную структуру из двух тонких оптических слоев. Материалы обоих активных объектов формируются из резонансных центров, способных поглощать и переизлучать световое поле, и характеризуются различными временами релаксации населенности и разными сечениями перехода. Для условий нормального падения световой волны последовательно учитывается отражение на границах раздела и реакция сред на резонансное излучение при его прохождении сквозь оба слоя. Существенным при этом будет учет резонансной нелинейности поглощения в составляющих системах, а также фазовой нелинейности в одном из слоев. Предполагается, что этому слою присуща нелинейная рефракция, стимулированная переходами, соседними с основным (резонансным), а также смещение частоты резонанса поглощения, вызванное взаимным влиянием электрических дипольных моментов активных центров в условиях их относительно высокой концентрации. Оба механизма фазовой нелинейности типичны для массивов из КТ. Характеристики отклика среды нелинейного слоя оказываются особо чувствительными к фазе излучения, поэтому обусловленная нелинейностью фазовая динамика может стать причиной амплитудно-фазовой связи и некоторых интересных особенностей взаимодействия. Среди них – амплитудная неустойчивость излучения, которая индуцируется этой динамикой. Такая неустойчивость, в частности, может проявиться в возникновении периодических колебаний во временной структуре интенсивности излучения, отраженного или прошедшего сквозь систему из резонансно поляризуемых слоев.

Формулировка задачи. Бистабильность отражения

Предполагается, что на обеих поверхностях границы раздела диэлектрических сред с различием проницаемостей расположены тонкие пленки из резонансных 2-уровневых активных центров (рис. 1). На образованную пленками планарную структуру со стороны среды с проницаемостью ϵ'_1 падает плоская световая волна, несущая непрерывное поле E_i с частотой ω . Вторая из пленок характеризуется нелинейностью (как указано, фактически должна представлять собой массив КТ), реакция ее среды с проницаемостью ϵ_2 на падающее поле E_1 , описывается в приближении среднего поля и выражается соотношением, аналогичным полученному в [8] в приближении сверхтонкого слоя. Дисперсионное соотношение для интенсивностей, которое формулируется на основе электродинамических соотношений на границах раздела, тогда учитывает отстройку частоты резонансной моды от частоты падающего поля.

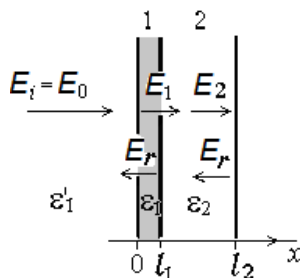


Рисунок 1 – Схема расположения элементов в пленочной структуре: 1 – тонкая активная пленка, 2 – тонкий активный слой, образующий нелинейный массив (поля E_1 и E_r рассматриваются как поля внутри пленки 1 и 2)

Длительность импульса внешнего поля предполагается значительно большей периода световой волны и времени поперечной релаксации активных частиц в средах слоев. Допущение об особо малой толщине пленок позволяет для связи квазистационарных огибающих электрических полей с откликом сред использовать граничные условия на поверхности раздела, поэтому за основу расчетной модели далее будет принят аналог системы уравнений, формулируемый на основе представлений, изложенных в [7], где использованы подходы, основанные на обобщенной двухуровневой схеме [9]. Комплексные величины поля падающей волны (E_i) и индуцированной ею поляризованности в среде оказываются связанными с полями отраженной (E_r) в первой из пленок и прошедших (действующих на атомы в пленках) волн (E_1, E_2) алгебраическими соотношениями. В приводимой далее их записи параметры с индексами 1 и 2 описывают среды первой и второй пленок, использованы не имеющие размерности нормированные величины $e = 2E_0\mu_1\sqrt{\varepsilon_1 T_{11}T_{21}}/(\hbar(\sqrt{\varepsilon_1} + \sqrt{\varepsilon_1'}))$, $e_{1,2} = E_{1,2}\mu_{1,2}\sqrt{T_{11,2}T_{21,2}}/\hbar$, а

также нормирующий параметр $\sigma = \frac{\mu_2^2 T_{12} T_{22}}{\mu_1^2 T_{11} T_{21}}$ (отношение сечений перехода в пленках):

$$\begin{aligned} e_1 &= e - \kappa_1 \rho_1 \sqrt{T_{11}/T_{21}} - \sigma e_r, & e_2 &= e_1/\sigma - \kappa_2 \rho_2 \sqrt{T_{21}/T_{22}} + i\beta \Delta n e_2 \\ e_r &= \kappa_2 \rho_2 \sqrt{T_{21}/T_{22}} + i\beta \Delta n e_2. \end{aligned} \quad (1)$$

здесь $\rho_{1,2}$ – вероятностные комплексные переменные поляризованности в обоих слоях, Δn – вариация населенности во второй пленке. Показатели ненасыщенного резонансного поглощения и коэффициент нелинейной рефракции

$$\kappa_1 = \frac{\mu_1^2 N_1 \omega_{01}}{\varepsilon_0 c \hbar (\sqrt{\varepsilon_1} + \sqrt{\varepsilon_1'})} T_{21}, \quad \kappa_2 = \frac{\mu_2^2 N_2 \omega_{02}}{\varepsilon_0 c \hbar (\sqrt{\varepsilon_1} + \sqrt{\varepsilon_2})} T_{22}, \quad \beta = \frac{2\pi \varepsilon_0 \hbar}{\mu_2^2 T_{22}} \Delta \alpha$$

определены величиной дипольных моментов активных центров (значением соответствующих элементов матрицы плотности) μ_1 и μ_2 . $N_{1,2}$ – поверхностная плотность активных частиц, ω_{01} и ω_{02} – резонансные частоты, $T_{11,2}$ – времена продольной релаксации, $T_{21,2}$ – времена поперечной (фазовой) релаксации в переходах, $\Delta \alpha$ – различие поляризуемости на уровнях перехода во втором слое.

В тех же представлениях поля и основных параметров (1) в соответствии с [10] записаны уравнения Блоха для электрических моментов дипольных активных частиц ($p_{1,2} = \rho_{1,2} \sqrt{T_{11,2}/T_{21,2}}$):

$$\begin{aligned} T_{21} \frac{dp_1}{dt} &= n_1 e_1 - p_1 (1 + i\Delta), & T_{22} \frac{dp_2}{dt} &= n_2 e_2 - p_2 (1 + i\gamma n_2), \\ T_{11,2} \frac{dn_{1,2}}{dt} &= 1 - n_{1,2} - \frac{1}{2} (p_{1,2}^* e_{1,2} + p_{1,2} e_{1,2}^*), \end{aligned} \quad (2)$$

где $n_{1,2}$ – вероятностные переменные разности населенностей, $\Delta = (\omega - \omega_{01}) \cdot T_{21}$ – нормированная величина линейной отстройки частоты от центра линии резонансного поглощения ω_{01} (дефекта частоты). Во втором из

слоев по аналогии с [6] введением локальной поправки Лоренца для действующего на активные центры светового поля учитывается нелинейное смещение центральной частоты спектральной линии поглощения из-за диполь-дипольного

взаимодействия; $\gamma = \frac{\mu_2^2 N_2}{3\epsilon_0 \hbar} T_{22}$ – нормирующий коэффициент в локальной поправке Лоренца.

Система (1), (2) представляют собой модификацию уравнений Максвелла–Блоха, которая может быть использована для описания динамики излучения, в разных временных режимах воздействующего на структуру из двух тонких резонансных пленок. В приближении некогерентного взаимодействия, когда характерные длительности зондирующего извне поля значительно превышают времена фазовой релаксации, что соответствует и рассматриваемой ситуации с непрерывным возбуждающим полем, для представления поляризованностей p_1, p_2 применимо адиабатическое представление:

$$p_1 = n_1 \epsilon_1 / (1 + \Delta^2), \quad p_2 = n_2 \epsilon_2 / (1 + \gamma^2 n_2^2),$$

Тогда модель взаимодействия двухслойной системы с непрерывным внешним полем, определяемой нормированной величиной ϵ , значительно упрощается и может быть выражена кинетическими уравнениями для разностей населенностей:

$$\begin{aligned} T_{11} \frac{dn_1}{dt} &= 1 - n_1 (1 + |G_1|^2 \epsilon^2), \quad T_{12} \frac{dn_2}{dt} = 1 - n_2 (1 + |G_2|^2 \epsilon^2), \\ G_1 &= \left(F + i \frac{\beta \Delta n + B}{C} \right) \cdot \left(F^2 + \frac{\beta^2 \Delta n^2 - B^2}{C^2} \right)^{-1}, \quad F = \frac{\kappa_1 n_1}{1 + \Delta^2} + \frac{A}{C}, \\ A &= \sigma \frac{\kappa_2 n_2}{1 + \gamma^2 n_2^2}, \quad B = \sigma \frac{\kappa_2 \gamma n_2^2}{1 + \gamma^2 n_2^2}, \quad C = A^2 - B^2 + \beta^2 \Delta n^2, \\ G_2 &= \frac{1}{D} \{ A \cdot \operatorname{Re} G_1 + (\beta \Delta n - B) \cdot \operatorname{Im} G_2 - i [(\beta \Delta n + B) \cdot \operatorname{Re} G_1 - A \cdot \operatorname{Im} G_1] \}. \end{aligned} \quad (3)$$

Нелинейная кинетическая система (3) для условия непрерывного возбуждения полем величины ϵ , которую можно определить как управляющий параметр, имеет автономный характер и обладает двумя степенями свободы, допуская качественное изучение ее равновесных состояний методами теории устойчивости. Этот анализ, однако, составит предмет отдельной задачи.

Равновесные значения расчетной модели (3) n_{1S}, n_{2S} могут быть определены из сингулярных пределов обоих дифференциальных уравнений и выражаются системой нелинейных алгебраических уравнений в формальном плане относительно простых:

$$n_{1S} = (1 + |G_{1S}|^2 \epsilon^2)^{-1}, \quad n_{2S} = (1 + |G_{2S}|^2 \epsilon^2)^{-1}, \quad (4)$$

где коэффициенты G_{1S} и G_{2S} выражаются также, как и в представлении (3), но являются функциями стационарных значений n_{1S} и n_{2S} . Отметим, однако, что

связь стационарных значений n_{1S} и n_{2S} нетривиальна и в определенном диапазоне изменения управляющего параметра e – бистабильна.

Для иллюстрации возможности этого важного свойства реакции двухслойной структуры на когерентное поле проведем расчет нелинейной зависимости ее отражательной способности в равновесном состоянии на основе соотношений, следующих из (4) с учетом представлений (3):

$$I_s = e^2 \left[F_s^2 + \frac{(\beta \Delta n_s + B_s)^2}{C_s^2} \right] \cdot \left(F_s^2 + \frac{\beta^2 \Delta n_s^2 - B_s^2}{C_s^2} \right)^{-2}, \quad n_{1S} = \left(1 + \left| \frac{G_{1S}}{G_{2S}} \right|^2 \frac{1 - n_{2S}}{n_{2S}} \right)^{-1}, \quad (5)$$

где $I_s = |e_{1S}|^2$ – нормированная интенсивность поля в первой пленке, величины B_s , C_s , F_s , соответствуют стационарным значениям n_{1S} и n_{2S} .

Соотношения (5) допускают параметрический расчет, для этого следует положить значение n_{2S} линейно нарастающим в пределах (0, 1).

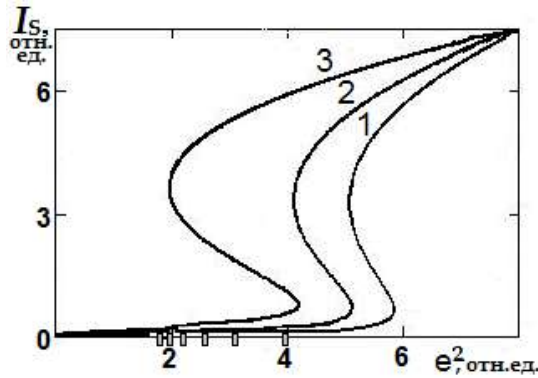


Рисунок 2 – Зависимость нормированной интенсивности отраженного поля от интенсивности возбуждающего поля: $\kappa_1 = 0.8$, $\kappa_2 = 1.5$ (кривая 1), 1.8 (2), 2.5 (3), $\Delta = 0.4$, $\beta = 0.2$, $\gamma = 1.5$, $\sigma = 0.33$. На горизонтальной оси указаны значения интенсивности возбуждения, которые используются в иллюстрации результатов численного моделирования, приведенной на рисунке 3.

Расчет нелинейных зависимостей резонансного отражения проведен для параметров пленок, известных из обзора литературных источников. Показано (рис. 2), что в определенной области величин возбуждающего поля нелинейные зависимости неоднозначны. Наличие бистабильного изгиба кривых означает возможность резкого переключения отражения и гистерезисного поведения материального отклика системы пленок.

Моделирование процесса нелинейного отражения

Существование бистабильности и гистерезисных переключений способно стимулировать нестабильность в динамическом поведении действующего на активные центры и отраженного поля с развитием автоколебательного процесса [11]. Устойчивость периодических решений для нормированной интенсивности $I(t) = |e_1|^2$ и его характер исследованы путем численного интегрирования системы нелинейных уравнений (3) методом Рунге-Кутты. Проводилось моделирование эффекта самоиндуцированной нестабильности излучения в предположение,

что воздействующий на пленочную структуру сигнал непрерывен. В эпизодах расчета, в основном, варьировалась именно характеризующая его величина нормированной напряженности светового поля e . Начальные условия соответствовали близости разности населённости в обеих пленках к невозбужденному состоянию, то есть, $n_1(t=0) \leq 1.0$ и $n_2(t=0) \leq 1.0$.

Нужно отметить, что довольно типичной картиной при расчете временного хода интенсивности I были обычные аperiodические кривые, интенсивность снижалась до стационарного уровня по релаксационной экспоненте. Однако при определенном уровне возбуждения для ряда сочетаний параметров временная картина излучения представляла осцилляторную структуру. Примеры многократных расчетов подобной временной динамики отраженного излучения приведены на рисунке 3. Отметим, что значения уровня возбуждения, выбранные для расчета, отмечены на шкале e^2 рисунка 2, параметры нелинейности соответствовали кривой 3 рисунка 2.

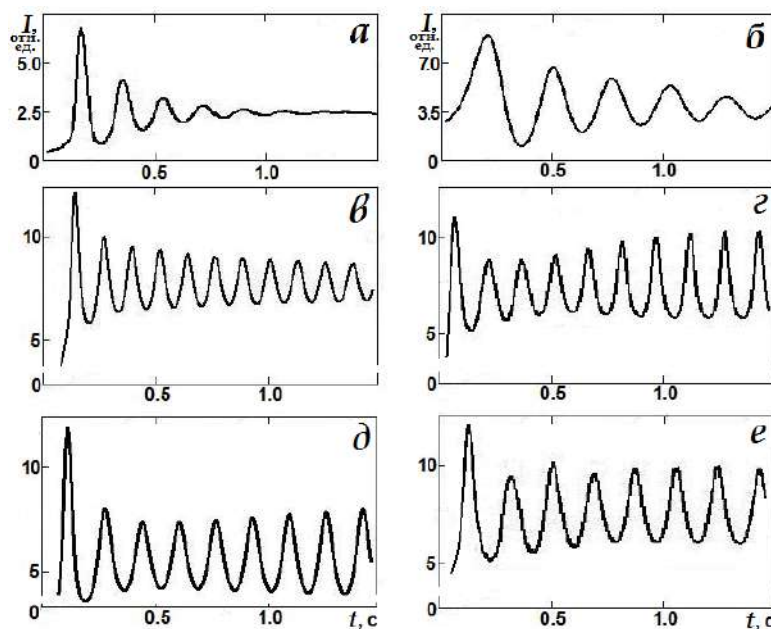


Рисунок 3 – Временная зависимость нормированной интенсивности отраженного поля: $e = 1.35$ (а), 1.4 (б), 1.5 (в), 1.6 (г), 1.8 (д), 2.0 (е), $\kappa_1 = 0.8$, $\kappa_2 = 2.5$, $\Delta = 0.4$, $\beta = 0.2$, $\gamma = 1.5$, $T_{11} = 0.5$ с, $T_{12} = 0.1$ с

Отмечается, что с нарастанием параметра возбуждения e численные решения (3) приобретали форму серии колебаний. По мере приближения параметра e к значениям области бистабильности квазиосцилляторный сценарий релаксирующей к равновесному уровню интенсивности I (рис. 3, а, б) сменялся картиной регулярной модуляции (рис. 3, в – е). Модуляционной составляющей I присущ относительно невысокий контраст, в целом, определенным образом связанный с величиной частоты модуляции. Переходу к устойчивой регулярной структуре в интенсивности предшествует этап «разгорания» – несколько всплесков с нарастающим периодом и амплитудой колебаний.

Данные эксперимента и обсуждение результатов

Подобные временные зависимости интенсивности $I_{\text{отр}}$ наблюдались в эксперименте. Динамику отраженного излучения регистрировали в схеме призматического возбуждения излучением *He-Ne* лазером волноводной моды двухслойной тонкопленочной структуры, проводя измерения при различных значениях Y_0 . Результаты проведенного эксперимента приведены на рисунке 4. Исследуемая структура представляла собой два тонких слоя, изготовленных последовательным осаждением линейных оптических материалов на основание призмы связи [3]. В качестве диэлектрической среды с проницаемостью ε_1 использовалась пленка толщиной 0.71 мкм, осажденная высокочастотным распылением кварцевого стекла, а проводящая пленка с проницаемостью ε_2 толщиной 0.5 мкм получена ВЧ распылением керамической мишени из смеси SnO_2 и Sb_2O_3 . Показатель преломления, коэффициент поглощения и толщина пленок измерялись с применением методов фурье – спектроскопии волноводных мод. Нелинейный показатель преломления и нелинейный коэффициент поглощения пленок были также определены волноводным методом, основанным на регистрации изменений углового фурье – спектра отраженного светового пучка в ходе последовательного увеличения интенсивности зондирующего светового пучка в условиях самовоздействия на длине волны 0.6328 мкм [3]. Изготовленная структура имела следующие параметры $\varepsilon_1 = 2.1798$, $\kappa_1 n_{01} / 1 + \Delta^2 \approx 1.6 \cdot 10^{-5}$, $\varepsilon_2 = 3.2443$, $\kappa_2 n_{02} \approx 1 \times 10^{-3}$, $\beta \cdot \kappa_1 I_{\text{нас}} \approx 2.8 \times 10^{-4}$ и $\beta \cdot \kappa_2 I_{\text{нас}} \approx 1.9 \times 10^{-3}$ ($I_{\text{нас}} \sim 0.2 \dots 1 \cdot 10^4 \text{ Вт/см}^2$), которые были близки к величинам, используемым для расчетов по (3).

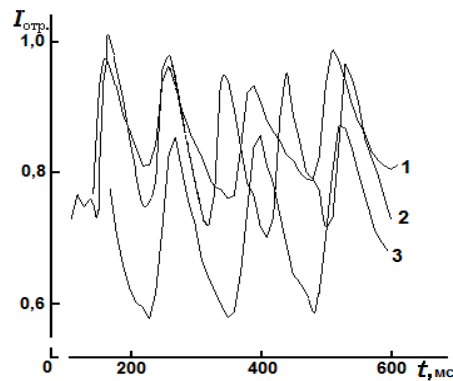


Рисунок 4 – Экспериментально измеренная интенсивность излучения, отраженного планарной структурой: уровень возбуждения примерно соответствует $e = 1.4$ (кривая 1), 1.5 (2), 2.0 (3); $\beta_2 = 0.2$, $\sigma = 0.4$, $T_{12} = 5 \cdot 10^{-2}$ с (временная шкала – в миллисекундах)

Качественное сходство экспериментальной и расчётных картин модуляции излучения, в целом, присутствует. Отмечается также наличие периода «разгорания», и увеличение частоты модуляции с ростом возбуждения. Судя по расчетам, можно предположить, что механизм происхождения регулярной составляющей в интенсивности излучения, отраженного или прошедшего систему тонких пленок имеет балансный характер. Фазовая самомодуляция светового поля в резонансной среде изменяет эффективность вынужденного поглощения, периодически

ослабляя его в одном слое и интенсифицируя в другом. В итоге выходная интенсивность при определенном уровне внешнего возбуждения (даже при квазистационарных его величинах) способна балансировать возле равновесных значений. Рассчитанные и приведенные на рисунках осцилляции интенсивности описывают именно этот процесс – явление самоиндуцированной неустойчивости в излучении, прошедшем резонансную систему планарных слоев с различием времени релаксации..

Анализ многократных расчетов временных зависимостей, подобных изображенным на рисунке 3, позволяет сделать определенные выводы. Во-первых, о том, что для существования такого режима взаимодействия необходимо значительное различие релаксационных констант T_{11} , T_{12} , характеризующих обратимость пропускания пленок с насыщаемым поглощением при снижении мощности возбуждения. Режим может возникать в определенном диапазоне («области неустойчивости») внешней интенсивности $|e|^2$, который зависит от дефекта частоты $\Delta\omega = \omega - \omega_{01}$. Во-вторых, существование и размер «области неустойчивости» определяется величинами параметров нелинейности β и γ , при этом данная зависимость носит пороговый характер. Отметим, что при $\beta = 0$ и $\gamma = 0$ «зона» бистабильности на шкале $|e|^2$, выделяемая на рисунке 2, отсутствует для любых сочетаний коэффициентов (5). Последнее может свидетельствовать, в частности, о том, что анализируемая в работе неустойчивость поля существенно связана со свойством индуцированной когерентным световым полем фазовой нелинейности в средах пленочной структуры.

Заключение

Проведено экспериментальное исследование самоиндуцированной неустойчивости излучения, которая выражается в периодической модуляции с относительно невысоким контрастом первоначально непрерывного излучения. Анализ показал, что это явление следует считать эффектом особого, нелинейного резонанса. Показано, что эффект носит балансный характер и должен проявляться при значительном различии характерных времен релаксации излучения и отклика в средах, образующих пленочную структуру. Исследованная выше расчетная модель может быть основой для изучения динамики генерации в низкоразмерных системах. Такие системы используются в устройстве вертикально излучающих лазеров. Лазеры этого типа, излучающие в режиме серии коротких световых импульсов с относительно невысокой средней мощностью, как предполагается, могут стыковаться с интегральными электронными схемами [12, 13].

Изучение нелинейных свойств распространения света в квазидвумерных слоистых массивах, образованных КТ, особо перспективно в связи с возможностью их применения в устройствах нанофотоники [14, 15]. Отметим, что в схемах расчета кинетики излучения в низкоразмерных структурах на основе КТ необходим учет неоднородного уширения спектральных линий поглощения (усиления), поэтому применение адиабатического исключения поляризованности и получаемых на этой основе выражений для форм-фактора спектральных линий представляется некорректным.

Связанные с резонансной нелинейностью светодинамические эффекты можно применять для целей создания компактных устройств управления света светом. Представляется возможным также использование эффектов подобного рода

для диагностики нелинейных оптических свойств тонких слоев сред, образующих планарную структуру, а также для определения параметров активного поглощения оптического излучения в таких системах.

Благодарности. Работа выполнена в рамках Государственной программы научных исследований Республики Беларусь «1.15 Фотоника и электроника для инноваций».

СПИСОК ИСПОЛЬЗОВАННЫХ ИСТОЧНИКОВ

1. Пилипович, В. А. Амплитудная модуляция света путем электрооптического управления многолучевой интерференцией в интерферометре Фабри–Перо / В. А. Пилипович, В. Б. Залесский, А. И. Конойко, В. М. Кравченко // Доклады Национальной академии наук Беларуси. – 2015. – Т. 59, № 4. – С. 41–45.
2. Залесский, В. Б. Амплитудная электрооптическая модуляция излучения последовательными резонаторами Фабри–Перо / В. Б. Залесский, А. И. Конойко, В. М. Кравченко, А. С. Кузьмицкая // Весці Нацыянальнай акадэміі навук Беларусі. Серыя фізіка-матэматыч. навук. – 2020. – Т. 56, № 2. – С. 217–223.
3. Glasunova, E. V. Self-induced instability of radiation in thin-film planar structure / E. V. Glasunova, A. V. Khomchenko, V. A. Yurevich // Nonlinear Optical Phenomena: Proc. SPIE / Eds. K. Drabovich, V. Makarov, Y.-R. Shen. – 2006. – Vol. 6259. – P. 62590Y(1–10).
4. Злодеев, И. В. Трансформация гауссова импульса при отражении от резонансной тонкопленочной структуры / И. В. Злодеев, Ю. Ф. Наседкина, Д. И. Семенов / Опт. и спектр. – 2012. – Т. 113, № 2. – С. 234–241.
5. Malikov, R. Nonlinear optical response of a 2D quantum dot supercrystal / R. Malikov, I. Ryzhov, V. Malyshev // EPJ Web of Conferences. – 2017. – Vol. 161. – 02014.
6. Nonlinear optical response of a two-dimensional quantum-dot supercrystal: Emerging multistability, periodic and aperiodic self-oscillations, chaos, and transient chaos / I. V. Ryzhov [et al.] // Phys. Rev. – 2019. – Vol. A100. – P. 033820-1-15.
7. Тимошенко, Е. В. Расчет эффективности бистабильного тонкопленочного отражателя / Е. В. Тимошенко, Ю. В. Юревич // Проблемы физики, математики и техники. – 2019. – № 3 (40). – С. 44–49.
8. Юдсон, В. И. Нелинейная резонансная оптика тонких пленок: метод обратной задачи / В. И. Юдсон, В. И. Рупасов // ЖЭТФ. – 1987. – Т. 93. – С. 494–501.
9. Afanas'ev, A. A. Local-field effects in a dense ensemble of resonant atoms: Model of a generalized two-level system / A. A. Afanas'ev [et al.] // Phys. Rev. A. – 1999. – Vol. 60, № 2. – P. 1523–1529.
10. Ханин, Я. И. Основы динамики лазеров / Я. И. Ханин. – М. : Физматлит, 1999. – 368 с.
11. Yurevich, V. A. Resonant reflection by active thin layer / V. A. Yurevich, Yu. V. Yurevich, E. V. Timoschenko // ЖПС – Минск, 2016. – Т. 83, вып. 6. – С. 307–308.
12. Tropper, A. C. Vertical-external-cavity semiconductor lasers / A. C. Tropper [et al.] // J. Phys. D. – 2004. – Vol. 37, № 9. – P. R75–R85.
13. Петренко А. А. Характеризация режимов лазерной генерации вертикально-излучающих лазеров спектрального диапазона 1,3 мкм на основе короткопериодной сверхрешетки InGaAs/InGaAlAs / А. А. Петренко [и др.] // Оптический журнал. – 2021. – Т. 88, № 12. – С. 11–16. <http://doi.org/10.17586/1023-5086-2021-88-12-11-16>.
14. Жуков, А. Е. Лазеры и микролазеры на основе квантовых точек / А. Е. Жуков. – СПб. : ПолитехПресс, 2019. – 42 с.
15. Zhukov A. Fast switching between the ground- and excited-state lasing in a quantum-dot microdisk triggered by sub-ps pulses / A. Zhukov [et al.] // Opt. Lett. – 2024. – № 49. – P. 330–333.

Поступила в редакцию 02.06.2025 г.

Контакты: timoshchenko@m.msu.by (Тимощенко Елена Валерьевна, Хомченко Александр Васильевич, Юревич Владимир Антонович)

Timoshchenko E. V., Khomchenko A. V., Yurevich V. A. DYNAMICS OF RADIATION REFLECTED BY A TWO-LAYER PLANAR STRUCTURE

Based on the proposed modification of the Maxwell-Bloch equations, the consequences of optical bistability in a low-dimensional structure of two resonantly polarized layers are analyzed. As a result of modeling the process of nonlinear reflection of light by a system of active layers, the possibility of self-induced instability of the coherent light field acting in the structure is established. The nonlinear effect of radiation modulation stimulated by instability confirms the experiment.

Keywords: optical nonlinearity, resonant interaction, quantum-dimensional semiconductor structure, two-layer planar structure, self-modulation of optical radiation.