

НЕЛИНЕЙНАЯ ДИСПЕРСИЯ ПРИ ВЗАИМОДЕЙСТВИИ КОГЕРЕНТНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ С КВАЗИДВУМЕРНЫМ СУПЕРКРИСТАЛЛОМ КВАНТОВЫХ ТОЧЕК

Е. В. Тимощенко

(Учреждение образования «Могилевский государственный университет имени А. А. Кулешова»,
кафедра физики и компьютерных технологий)

В. А. Юревич

(Учреждение образования «Белорусский государственный университет пищевых
и химических технологий», кафедра техносферной безопасности и общей физики)

Установлена асимметрия и бистабильность в резонансной зависимости отражения и пропускания низкоразмерного планарного массива квантовых точек от частотной отстройки излучения по отношению к центру линии поглощения.

Развитие нанотехнологий позволило создавать так называемые метаматериалы (объекты с оптическими свойствами, отсутствующими у составляющих их материалов), среди которых структуры квантовых точек (КТ) с относительно высокой концентрацией. Важной закономерностью, присущей отклику таких сред на световое поле, является их способность изменять фазу действующего излучения. Этой способности свойственна нелинейная дисперсия, которая выражена в зависимости фазового изменения излучения от интенсивности и частоты светового поля. К объектам, которые обладают такими оптическими свой-

ствами, относят особым образом составленные низкоразмерные планарные массивы из КТ называемые метаповерхностями [1]. В подобных объектах неизбежно проявление нелинейных оптических эффектов при умеренном уровне средней интенсивности излучения [2], что делает их перспективными для применения в компактных устройствах нанопотоники в качестве модуляторов.

Представленными далее расчетными оценками нелинейной дисперсии отражения и поглощения метаповерхностей на основе квазидвумерных суперкристаллов (СК) характеризованы особые свойства их резонансной реакции на когерентное излучение. В основу модели расчета оптического отклика наноразмерных объектов нередко полагают приближение тонкого слоя, образованного элементарными дипольными излучателями. В силу низкой размерности световое поле внутри СК однородно, и в рассматриваемом случае переизлучающие поле активные центры представлены именно КТ, тогда можно учесть взаимное влияние ближних полей и поглощение в соседних с резонансным переходах. Действующее на активные центры СК поле содержит тогда локальную поправку Лоренца, а динамика поляризации среды существенно определяется квазирезонансными составляющими.

Нелинейная дисперсия в низкоразмерном массиве рассматривается далее в рамках анализа обоснованной в [3] системы для нормированных квазистационарных величин напряженности полей (действующего на активные центры – $e'(\tau)$, прошедшего – $e_i(\tau)$ и отраженного – $e(\tau)$) и переменных оптического отклика – комплексной вероятности поляризованности r и разности населённостей уровней резонансного перехода n :

$$\begin{aligned} e'(\tau) &= t_0 e_i - \kappa \left[\sqrt{\tau_1/\tau_2} \rho - i\beta(1-n)e'(\tau) \right] (1 - i\gamma), \\ e(\tau) &= -r_0 e_i - \kappa \left[\sqrt{\tau_1/\tau_2} \rho - i\beta(1-n)e'(\tau) \right], \quad e_i(\tau) - e(\tau) = e_i(\tau), \\ \frac{d\rho}{d\tau} &= \sqrt{\tau_2/\tau_1} n e' - (1 - i\Delta) \rho, \quad \frac{\tau_1}{\tau_2} \frac{dn}{d\tau} = 1 - n - \frac{\sqrt{\tau_2/\tau_1}}{2} (\rho^* e' + \rho e'^*). \end{aligned} \quad (1)$$

Здесь e_i – напряжённость инициирующего (нормально падающего извне) поля, κ – показатель резонансного поглощения слоя суперкристалла, β – показатель резонансной нелинейной рефракции, γ – нормирующий коэффициент в локальной поправке Лоренца, τ_1 и τ_2 – характерные времена продольной и поперечной (фазовой) релаксации, Δ – нормированная по ширине спектрального резонанса ($2/\tau_2$) отстройка частоты от центра линии поглощения, t_0 и r_0 – Френелевы (нерезонансные) значения пропускательной и отражательной способностей метаповерхности.

Равновесные состояния кинетической модели (1) определяются нелинейными соотношениями, связывающими стационарные значения переменных ρ_s и n_s и материальных характеристик, использованных в (1):

$$\begin{aligned} \operatorname{Re} \frac{\rho_s}{e_0} &= R = \frac{[1 + \beta\kappa\gamma(1 - n_s)] (1 + \kappa N) - \beta\kappa(1 - n_s) (\Delta + \kappa PN)}{(1 + \kappa N)^2 + (\Delta + \kappa PN)^2} t_0 N, \\ \operatorname{Im} \frac{\rho_s}{e_0} &= S = \frac{[1 + \beta\kappa\gamma(1 - n_s)] (\Delta + \kappa PN) + \beta\kappa(1 - n_s) (1 + \kappa N)}{(1 + \kappa N)^2 + (\Delta + \kappa PN)^2} t_0 N, \\ I_0 &= (t_0 e_0)^2 = \frac{1 - n_s}{N} [(1 + \kappa N)^2 + (\Delta + \kappa PN)^2], \\ N &= \frac{n_s}{[1 + \beta\kappa\gamma(1 - n_s)]^2 + [\beta\kappa(1 - n_s)]^2}, \quad P = \gamma + \beta\kappa(1 + \gamma^2) (1 - n_s). \end{aligned} \quad (2)$$

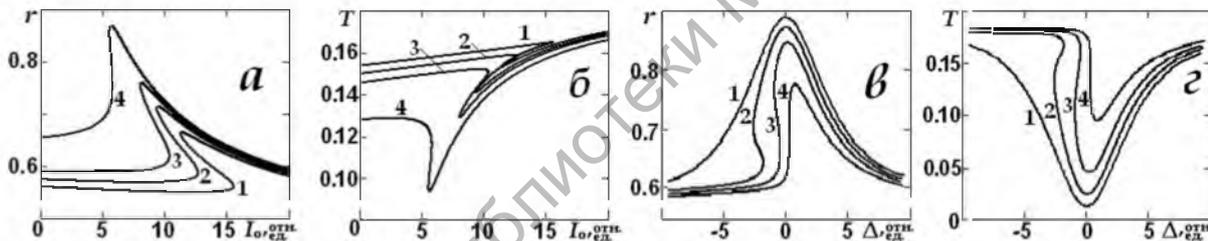
Выражениями (2) определен резонансный отклик двухуровневой среды слоя с установившимся уровнем возбуждения (то есть, для случая $e_i(\tau) = e_0$). Изменение нормированной инициирующей мощности I_0 при оценке характеристик (2) предполагалось адиабатическим, то есть I_0 изменялось настолько медленно, что в каждый момент времени ансамбль диполей, образующих квазидвумерный СК, достигал равновесного (стационарного) состояния. Расчет нелинейных коэффициентов отражения $r(I_0)$ и пропускания $T = |e/e_0|^2$ возможен при использовании соотношений для полей e , e_i и e_0 из (1) и осуществлялся параметрически (то есть, полагая n_s неотрицательной величиной, линейно нарастающей в пределах (0, 1)) на основе следующих сформулированных для данной ситуации выражений:

$$r = r_0 + \kappa \left[R + \beta\kappa(1 - n_s) (\beta(1 - n_s) - PR - S) N/n_s \right],$$

$$T = t_0^2 - \kappa^2 \left[R + \beta\kappa(1 - n_s) (\beta(1 - n_s) - PR - S) N/n_s \right]^2 + \kappa^2 \left[S - \beta(1 - n_s) (1 + \beta\kappa\gamma(1 - n_s) + \kappa(R - PS) N/n_s) \right]^2. \quad (3)$$

Оценка дисперсии проводилась для параметров (2), (3), перекрывающихся с их реальными значениями, известными из литературы. Мощность насыщения поглощения, определяющая I_0 , по порядку соответствовала примерно $10^4 \dots 10^5$ Вт/см² для диапазона длин волн $\sim (1.25 \dots 1.30) \cdot 10^{-6}$ м.

Судя по фрагментам *a*, *б* рисунка, которые иллюстрируют функции $r(I_0)$ и $T(I_0)$, зависимости отражения или пропускания на шкале интенсивности могут иметь области неоднозначности. Соответствующие «бистабильные» кривые принимают форму сильно деформированных резонансных линий. В отражении или пропускании при циклическом изменении интенсивности зондирующего поля оказываются возможными резкие, с гистерезисным свойством переключения.



$\Delta = -3.0$ (кривая 1), -2.0 (2), -1.5 (3), -1.0 (4), $\kappa = 2.0$ (*a*, *б*); $I_0 = 1$ (2), 8 (2), 20 (3), 25 (4), $\kappa = 2.5$ (*в*, *г*), $r_0 = 0.57$, $\beta = 0.05$, $\gamma = 3.0$

Зависимости отражения и пропускания квазидвумерного СК от нормированных величин интенсивности и отстройки резонанса

На дисперсионной шкале (рисунок, в, г) зависимости $r(D)$ и $T(D)$ с увеличением зондирующей интенсивности I_0 приобретают форму асимметричных, смещенных относительно центра линии поглощения резонансов. Предсказываемая расчетами (2), (3) нелинейная трансформация дисперсионных свойств отражения и пропускания метаповерхностей из СК означает физическую возможность их использования в качестве основы компактных модуляторов типа оптических затворов или фильтров.

Литература

1. Quantum metasurfaces with atom arrays / R. Bekenstein [et al.] // Nature Physics. – 2020. – Vol. 16. – P. 676–681.
2. Mak, K. F. Photonics and optoelectronics of 2D semiconductor transition metal dichalcogenides / K. F. Mak, J. Shan // Nature Photonics. – 2016. – Vol. 10. – P. 216–226.
3. Timoshchenko, E. V. Resonance reflection of light by a thin layer of a dense nonlinear medium / E. V. Timoshchenko, V. A. Yurevich, Yu. V. Yurevich // Technical Physics. – 2013. – V. 58. – P. 251–254.