

# Резонансное отражение сверхкороткого импульса метаповерхностью квантовых точек

Е. В. Тимощенко

*Могилевский государственный университет им. А. А. Кулешова, Могилёв, Беларусь;  
e-mail: timoshchenko@msu.by*

Исследована динамика энергообмена низкоразмерной решётки, состоящей из активных центров (квантовых точек) с относительно высокой концентрацией, и резонансного светового поля зондирующего извне и отражаемого импульса. Принципиальным в расчете реакции образованной квазикристаллом метаповерхностью является учёт диполь-дипольного взаимодействия в присутствии поглощения в квазирезонансных переходах — типичных для полупроводниковых суперкристаллов механизмов нелинейности, вызывающих автомодуляционное смещение резонансной линии поглощения.

**Ключевые слова:** квазикристаллы квантовых точек, резонансные метаповерхности, оптические коллективные эффекты, диполь-дипольное взаимодействие, формализм вектора Блоха

## Введение

Относительно плотная концентрация образующих активных центров и высокая вероятность вынужденных переходов в их энергетическом спектре делает интенсивно разрабатываемые ныне низкоразмерные структуры [1, 2], называемые квазидвумерными суперкристаллами (СК), нелинейно реагирующими на когерентное излучение при умеренных уровнях его интенсивности. В планарном исполнении с наноразмерным форматом эти материалы образуют так называемые метаповерхности, то есть оптические объекты, способные эффективно изменять фазу действующего светового поля [3, 4]. Характерно также, что в подавляющем большинстве веществ СК – полупроводники с квантоворазмерными эффектами. Изучение закономерностей нелинейной динамики материального отклика формируемых квантовыми точками метаповерхностей при резонансном отражении и поглощении представляется актуальным и целесообразным с практической позиции для их применений в качестве особо компактных модулирующих элементов нанофотоники.

## Постановка задачи и основные уравнения

В условиях плотной упаковки квантовых точек низкоразмерный слой суперкристалла приобретает выраженную способность нелинейного резонансного рассеяния внешнего излучения. Нелинейным оказывается отражение на частотах, близких к частоте резонансного перехода (как правило, в экситонной области спектра [5]). В работе, результаты которой представлены в сообщении, ставилась задача анализа баланса мощности излучения и структуры из активных центров, образующих метаповерхность, при резонансном отражении внешних оптических сигналов в режиме когерентного взаимодействия. Оригинальность представленных оценок изменений сверхкоротких импульсов представляет учет влияния поглощения в квазирезонансных переходах и ближних полей элементарных дипольных центров на диэлектрическую проницаемость материала. Обоими факторами обусловлены нелинейные фазовые эффекты отстройки резонанса, фактически – дефазировки поляризации и поля, не связанной с самопроизвольной фазовой релаксацией, временем «срабатывания» которой определяется спектральная ширина резонансной линии поглощения.

В решении проблемы оказалось удобным основываться на подходе к расчету динамических следствий фазовых эффектов, предложенном и подробно изложенном в [6]. Задача об энергообмене среды метаповерхности и светового поля в процессе отражения может быть решена в допущении сверхтонкого слоя активной среды с

применением представлений обобщенной двухуровневой схемы и сохранения локальной поправки Лоренца к действующему полю  $E$ . Отклик тонкого слоя толщины  $l$  резонансных атомов с относительно высокой концентрацией представляет вполне адекватную модель реакции суперкристалла из квантовых точек, образующего метаповерхность, на когерентное излучение. В более общем виде использованная в расчетах модификация уравнений Максвелла-Блоха записывается следующим образом:

$$E = t_0 E_i + \frac{\omega l}{\varepsilon_0 c} P(i + \gamma), \quad E_r = -r_0 E_i + i \frac{\omega l}{\varepsilon_0 c} P,$$

$$P = Nl \left[ i \mu \rho + 2\pi \Delta \alpha \varepsilon_0 (1 - n) E \right], \quad \frac{d\rho}{dt} = \frac{\mu}{\hbar} n \operatorname{Re} E, \quad \frac{dn}{dt} = -\frac{\mu}{\hbar} \rho \operatorname{Re} E. \quad (1)$$

где  $E_i$  и  $E_r$  – амплитуды напряжённости нормально падающего внешнего и отражённого полей,  $P$  – поверхностная поляризованность,  $\rho$  и  $n$  – вероятности резонансной поляризованности и разности населенностей,  $t_0$  и  $r_0$  – френелевы коэффициенты пропускания и отражения поверхности квазикристалла,  $\mu$  – средний дипольный момент активных центров,  $N$  – их плотность в среде СК,  $\Delta \alpha = \alpha_2 - \alpha_1$  – разность поляризуемостей на уровнях основного перехода,  $\gamma = c/3\omega l$  – нормирующий коэффициент в составляющей, которая определена учётом локального поля. Масштабирование переменных напряжённости поля:  $e_i = \mu t_0 E_i / \hbar$ ,  $e = \mu \operatorname{Re} E / \hbar$ , с учётом представления (1) позволяет такую запись рассматриваемой далее системы уравнений (введены нормирующие коэффициенты  $\beta = 2\pi \Delta \alpha \omega N l / c$  и  $\tau R = \varepsilon_0 \hbar c / \mu_2 \omega N l$  – параметр, известный как время сверхизлучения [7]):

$$e = \frac{[1 - \beta \gamma (1 - n)] e_i(t) - \rho / \tau_R}{[1 - \beta \gamma (1 - n)]^2 + \beta^2 (1 - n)^2}, \quad e_t = [1 - \beta \gamma (1 - n)] e, \quad e_r = e_i - e_t.$$

$$\rho(t) = \sin \Theta, \quad n(t) = \cos \Theta, \quad \Theta(t) = \int_{-\infty}^t e(t) dt, \quad (2)$$

здесь  $e_t$  – амплитуда макроскопического поля в среде СК.

Соотношения для полей в (2) получены приведением условий связи в схеме (1), полуаналитические выражения для  $\rho$  и  $n$  следуют из выражения для интеграла материальных уравнений, именуемого законом сохранения вектора Блоха [7]. Величина полярного угла вектора Блоха  $\Theta(t)$  выражается “площадью” импульса нормированной амплитуды напряжённости действующего поля и описывает поворот материальных переменных за время действия импульса. В представлении (2) с однородным полем в слое квазикристалла поворот совершается в плоскости  $(\rho, n)$ .

Используя первое соотношение системы (2) и полуаналитические соотношения для  $\rho$  и  $n$ , записываем уравнение для  $\Theta(t)$ :

$$\frac{d\Theta}{dt} = \frac{[1 - \beta \gamma (1 - \cos \Theta)] e_i(t) - \sin \Theta / \tau_R}{[1 - \beta \gamma (1 - \cos \Theta)]^2 + \beta^2 (1 - \cos \Theta)^2}. \quad (3)$$

Решением этого уравнения определяются нормированные напряжённости среднего макроскопического поля в среде квазикристалла  $e_t$  и отраженного поля  $e_r$ .

Уравнение (3) можно рассматривать как формулировку «теоремы площадей» МакКола и Хана [8] применительно к случаю низкоразмерного СК из квантовых точек. Нелинейное смещение резонанса поглощения, специфичное для подобных сред с повышенной плотностью активных центров, способно снизить результативность проявления коллективного эффекта самоиндуцированной прозрачности.

## Результаты моделирования отражения

Количественная оценка отражения и изменения формы оптических сигналов, взаимодействующих со слоем СК, проводилась на основе численного интегрирования (3) относительно  $\Theta(t)$  для заданного поля  $e_i(t)$  действующего извне импульса. Временная зависимость напряженности для него определялась функцией  $e_i(t) = e_m \operatorname{sech} [(t - t_0) / \tau_R]$ .

В выборе параметров, определяющих величины коэффициентов (2) для полупроводниковых квантоворазмерных структур, в основном, ориентировались по данным, близким, например, к работе [2]. Примерный масштаб явлений соответствовал пиковой интенсивности импульсов порядка  $(1 \dots 5) \cdot 10^7$  Вт/см<sup>2</sup>, концентрации активных центров  $N \sim (2 \dots 8) \cdot 10^{18}$  см<sup>-3</sup>, среднему элементарному дипольному моменту  $\mu \sim 3.3 \cdot 10^{-28}$  Кл·м, длине волны оптического поля  $\sim 1.3 \cdot 10^{-6}$  м. Непосредственно численным расчётом (3) с применением соотношений (2) определялись зависимости нормированной интенсивности  $S(t) = (\tau_R e_i)^2$  и  $S_r(t) = (\tau_R e_r)^2$ . На фрагментах  $\bar{b} - \bar{z}$ ,  $a' - z'$  рисунка иллюстрированы характерные временные развёртки интенсивности отражённого и действующего в слое СК светового поля и показана зависимость этих развёрток от пикового значения мощности импульса входного излучения  $S_{im} = \tau_R^2 e_i^2 (t = t_0)$ . В трёх вариантах, приводимых на фрагментах  $\bar{b} - \bar{v}$ , входные импульсы с формой, для примера изображённой на рис. 1,  $a$ , различались только нарастающим значением параметра  $S_{im}$  (в пояснениях указанным в относительных единицах), величины  $S$  и  $S_r$  на зависимостях нормированы также по этому параметру.

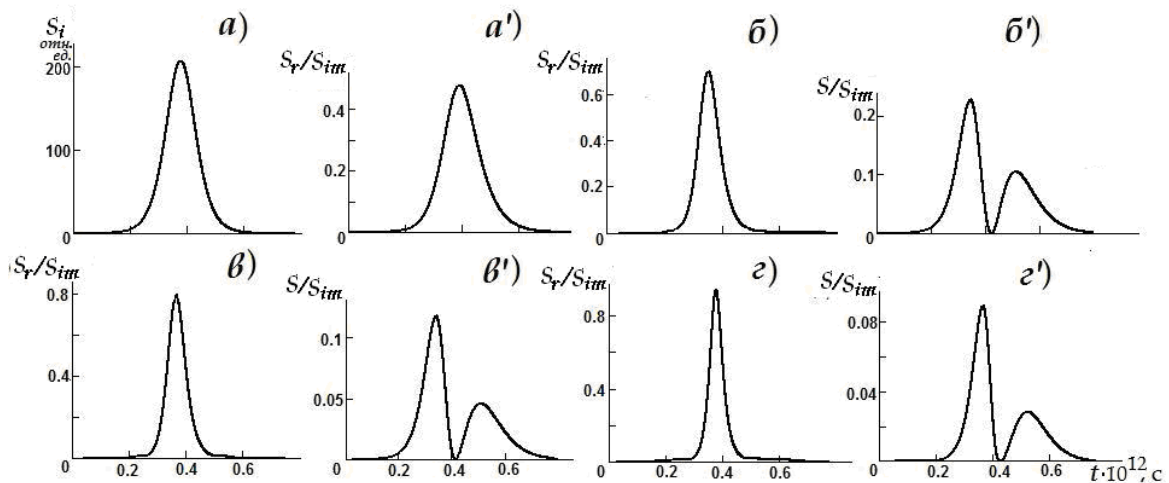


Рис. 1. – Зависимости нормированной интенсивности светового поля инициирующего ( $a$ ), отражённого ( $a'$ ,  $\bar{b} - \bar{z}$ ), действующего ( $\bar{b}' - \bar{z}'$ ) импульсов:  $S_{im} = 40$  ( $a$ ,  $a'$ ,  $\bar{b}$ ,  $\bar{b}'$ ),  $60$  ( $v$ ,  $v'$ ),  $100$  ( $z$ ,  $z'$ ),  $\beta = 0$  ( $a$ ,  $a'$ ),  $0.05$  ( $\bar{b} - \bar{z}$ ,  $\bar{b}' - \bar{z}'$ ),  $\gamma = 2.34$ .

Судя по результатам расчетов, отсутствие нелинейности, типичной для СК, не приводит к качественному изменению в развёртке импульса – отражённый импульс, естественно, снижается по пиковой мощности и, не изменяясь по длительности, приобретает некоторую асимметрию (рис. 1,  $a'$ ), то же изменение характерно для действующего в среде поля. Учет факторов нелинейности, вызывающей перестройку резонанса поглощения в слое СК, приводит к снижению длительности отражённого импульса (рис. 1,  $\bar{b}$ ) и стимуляции явления световой индукции в прошедшем внутрь СК поле (рис. 1,  $\bar{b}'$ ). Выраженная световая индукция в виде серии контрастных затухающих пульсаций свойственна протяжённым средам [7]. В особо тонком активном слое СК из-за сильного затухания оптического поля и наличия фазовой модуляции световая

индукция представлена расщепленным импульсом. Сравнение разверток, изображенных на фрагментах  $b'$ – $b''$  рисунка, показывает, что положение образующих подобную сдвоенную структуру импульсов прошедшего (поглощенного) поля на временной шкале примерно соответствует фронтам входного импульса. В части импульса, близкой к его пику, из-за фазовой отстройки резонансное поглощение снижается, поэтому отраженный импульс формируется с некоторой асимметрией фронтов, но как более короткий по длительности (рис. 1,  $b'$ – $b''$ ).

Влияние фазовой перестройки, величина которой определяется резонансной вариацией населенности, приводит, в сущности, к «обрезанию» фронтов результирующего отраженного импульса. Отмечается также, что тенденция к подобному существенному сужению импульса усиливается с увеличением мощности входного импульса, при этом значительно возрастает и оцениваемый в динамике эффективный коэффициент отражения образованной СК метаповерхности.

Определено таким образом, что особенности резонансного отражения в условиях проявлений нелинейности отклика СК и когерентных оптических эффектов могут обусловить существенное сокращение длительности действующего импульса.

### Литература

1. Boneschanscher M. P. [et al.] Long-range orientation and atomic attachment of nanocrystals in 2D honeycomb superlattices. *Science*. 2014. Vol. 344. P. 1377–1380.
2. Mak, K. F., Shan J. Photonics and optoelectronics of 2D semiconductor transition metal dichalcogenides. *Nature Photonics*. 2016. Vol. 10. P. 216–226.
3. Семченко И. В. и др. Метаматериалы и метаповерхности. *Наука и инновации*. 2020. № 8 (210). С. 23–27.
4. Ремнев М. А., Климов В. В. Метаповерхности: новый взгляд на уравнения Максвелла и новые методы управления светом. *УФН*. 2018. Т.188, вып. 2. С. 169-205.
5. Back P. [et al.] Realization of an Electrically Tunable Narrow-Bandwidth Atomically Thin Mirror Using Monolayer MoSe<sub>2</sub>. *Phys. Rev. Letts*. 2018. Vol. 120. P. 037401.
6. Тимошенко Е. В., Юревич Ю. В. Нелинейная восприимчивость тонкой плёнки плотной резонансной среды. *Проблемы физики, математики и техники*. 2015. № 1 (22). С. 27–31.
7. Л. Аллен, Дж. Эберли. *Оптический резонанс и двухуровневые атомы*. М., 1978.
8. McCall S. L., Hahn E. L. Self-Induced Transparency. *Phys. Rev.* 1969. Vol. 183, No 2. P. 457–485.

## Resonance supershot pulse reflection by metasurface of quantum dots

E.V. Timoshchenko

*A. Kuleshov State University, Mogilev, Belarus; e-mail: timoshchenko@msu.by*

The dynamics of energy exchange of a low-dimensional lattice formed by active centers (quantum dots) with a relatively high concentration, and a resonant light field of a probing and reflected pulse from the outside has been investigated. In the estimation of quantum dot metasurface response to a resonant field, the dipole-dipole interaction is taken into account, which also occurs under conditions of absorption in quasi-resonant transitions. Both mechanisms of phase nonlinearity are typical for supercrystal of semiconductor quantum dots and cause a self-modulation shift of the resonance frequency of the absorption (gain) spectral line.

**Keywords:** quasicrystals of quantum dots, resonance metasurfaces, optical collective effects, dipole-dipole interaction, Bloch vector formalism.