

НЕЛИНЕЙНАЯ КИНЕТИКА ВЫНУЖДЕННОГО ИЗЛУЧЕНИЯ В СУПЕРКРИСТАЛЛАХ КВАНТОВЫХ ТОЧЕК

Е. В. Тимошенко¹, В. А. Юревич², Ю. В. Юревич²

¹⁾ Могилевский государственный университет имени А.А. Кулешова, ул. Космонавтов, 1,
212022 Могилёв, Беларусь, timoshchenko@msu.by

²⁾ Белорусский государственный университет пищевых и химических технологий,
пр. Шмидта, 3 Могилёв, Беларусь, va_yurevich@mail.ru

Проведено моделирование динамических режимов вынужденного излучения в массивах полупроводниковых квантовых точек (КТ). Использована оригинальная модификация схемы резонансного взаимодействия массива дипольных КТ с когерентным световым полем, рассчитываемая для известных из литературы параметров квантоворазмерных структур. Проведен последовательный учет физических механизмов, стимулирующих нелинейное частотное смещение светового поля и материального отклика, которые способны привести к неустойчивости излучения и развитию его регулярной или квазипериодической временной структуры. Показана решающая роль оптического эффекта Штарка в процессе формирования режима самоподдерживающихся пульсаций излучения.

Ключевые слова: квантоворазмерные структуры; нелинейный сдвиг частоты; самоподдерживающиеся пульсации излучения.

STIMULATED EMISSION NONLINEAR KINETICS IN SUPERCRYSTALS OF QUANTUM DOTS

E. V. Timoshchenko¹, V. A. Yurevich², Yu. V. Yurevich²

¹⁾ Mogilev State A. Kuleshov University, Kosmonavtov str., 1, 212022 Mogilev, Belarus

²⁾ Belarussian State University of Food & Chemical Technologies, av. Schmidta, 3, 212027 Mogilev
Corresponding author: E. V. Timoshchenko (timoshchenko@msu.by)

Simulation of dynamic regimes of stimulated emission in arrays of semiconductor quantum dots (QDs) was carried out. An original modification of the resonant interaction scheme of dipole QDs array with a coherent light field was used for the parameters of quantum-sized structures known from the literature. A consistent account was taken of the physical mechanisms that stimulate the nonlinear frequency shift of the light field and material response, which can lead to radiation instability the arising of its regular or quasi-periodic temporal structure. The decisive role of the optical Stark effect in the process of formation of self-sustaining radiation pulsations mode is shown.

Key words: quantum-sized structures; nonlinear frequency shift; self-sustaining radiation pulsations.

ВВЕДЕНИЕ

Для оптимизации разрабатываемых линий сверхбыстрой передачи и обработки информации необходимы компактные источники когерентного излучения, стабильно излучающих в режиме серий регулярных импульсов с относительно невысокой средней интенсивностью [1]. Требования компактности и надёжности по возможно-

сти предполагают исключение дополнительных модулирующих элементов в схеме устройства. Признано, что в качестве активных элементов оптических и лазерных схем, используемых в приборах микроэлектроники и фотоники, предпочтительны массивы квантовых точек (КТ) со сравнительно высокой плотностью [2], их называют суперкристаллами (СК). Материалы СК на основе полупроводников обладают выраженным низкороговым резонансным откликом на поле когерентного излучения. Кинетика вынужденного излучения в СК сопровождается фазовыми вариациями – перестройка фазового соотношения из-за нелинейного смещения частоты и соответствующая нелинейная обратная связь, именуемая амплитудно-фазовой, эффективно изменяют временную структуру светового поля. Известно, что нелинейный дрейф частоты способен выступить сильным фактором радикальных изменений в динамике когерентного излучения [3]. Управление его характеристиками возможно за счет изменения уровня возбуждения даже в условиях его непрерывности во времени. Поэтому предметом изучения, результаты которого положены в основу этого сообщения, является возможность развития процесса автоколебаний в схемах источников когерентного излучения за счёт фазовой нелинейности.

ПОСТАНОВКА ЗАДАЧИ И ФОРМУЛИРОВКА СХЕМЫ РАСЧЕТА

Проявление нелинейных фазовых эффектов особо действенно в условиях присущей СК относительно высокой концентрации элементарных излучателей – квантовых точек, представляемых дипольными резонансными центрами в матрице СК. Эффекты фазовой перестройки излучения вызваны известными механизмами: диполь-дипольным взаимодействием КТ и автомодуляционным смещением частоты поля вынужденного излучения из-за влияния поглощения в квазирезонансных переходах, а также оптическим эффектом Штарка, которым обусловлен нелинейный дрейф центра резонансной спектральной линии усиления. Ставилась задача оценки следствий влияния резонансной нелинейности и связанной с ней частотной неустойчивости материального отклика массива дипольных КТ на динамику светового поля как фактора самопроизвольного перехода вынужденного излучения в режим самоподдерживающихся пульсаций.

Исходные уравнения, описывающие обмен энергией возбуждения и поля с инверсной средой, обычно записываются как модификация уравнений Максвелла для квазистационарных переменных напряженности поля $E(t)$ на частоте ω и уравнений для резонансного отклика среды на частоте основного перехода ω_0 – вероятностных величин поляризованности ρ и инверсии заселенности n , рассматриваемых на основе двухуровневой квантовомеханической матрицы плотности. В настоящей работе традиционный подход к анализу кинетики вынужденного излучения на основе подобных уравнений аналогично [4] применялся с учетом локальной поправки Лоренца в переменной комплексной напряженности действующего на КТ поля и в рамках представлений обобщенной двухуровневой схемы резонансного взаимодействия. Первое предположение дает возможность рассматривать смещение резонансной частоты из-за взаимного влияния полей дипольных КТ, вторым учитывается влияние квазирезонансной поляризации на диэлектрическую проницаемость СК, вызывающей нелинейную рефракцию в слое СК (в используемых в оптике полупроводниках этот эффект известен как фактор Хенри). В этом подходе учитывается также квадратичный эффект Штарка, параметр нелинейности которого, как и коэффициент нелинейной

рефракции, определяется различием (дефектом) поляризуемостей КТ α_1 и α_2 на уровнях перехода ($\Delta\alpha = \alpha_2 - \alpha_1$). Модифицированную таким образом систему уравнений представлялось удобным записать для нормированных переменных – $F(t) \exp(i\varphi(t)) = \mu E(t) \sqrt{T_1 T_2} / \hbar$, $R(t) \exp(i\psi(t)) = \rho(t) \sqrt{T_2 / T_1}$, $y(t) = n(t) / \kappa$,

в таком виде:

$$\begin{aligned} \tau_c \frac{dF}{dt} &= \frac{R}{B} \cos(\varphi - \psi) - F, \quad \tau_c \frac{d\varphi}{dt} = \beta \frac{y-1}{B} - \frac{R}{BF} \sin(\varphi - \psi), \\ T_2 \frac{dR}{dt} &= \frac{yE}{B} \cos(\varphi - \psi) - R, \quad T_2 \frac{d\psi}{dt} = \Delta + \frac{y}{B} \frac{F}{R} \sin(\varphi - \psi), \quad \Delta = \Delta_0 + \gamma \frac{y}{B} - \beta \frac{T_2}{2T_1 B^2} (F^2 + \gamma^2 R^2), \\ T_1 \frac{dy}{dt} &= \sigma - n - \frac{1}{B} RF \cos(\varphi - \psi), \quad B = 1 + \beta \gamma (y - 1), \end{aligned}$$

где μ – матричный элемент дипольного момента КТ, T_1 и T_2 – времена межзонной и внутризонной релаксации перехода, κ – показатель потерь на нерезонансное поглощение и рассеяние, τ_c – время жизни фотона в резонаторе. Коэффициентами σ/T_1 определяется скорость тока накачки (параметром σ выражено отношение максимального уровня усиления при данном уровне накачки к величине потерь),

$$\beta = \frac{2\pi\epsilon_0 \hbar}{\mu^2 T_2} \Delta\alpha - \text{вклад нелинейной рефракции}; \quad \gamma = \frac{\mu^2 N}{3\epsilon_0 \hbar} T_2 - \text{нормирующий коэффициент}$$

в локальной поправке Лоренца (N – объемная плотность резонансных центров (КТ)). В схеме расчета (1) особо выделен фазовый компонент Δ . В нем наряду с величиной нормированной линейной отстройки частоты $\Delta_0 = (\omega - \omega_0) T_2$ присутствует составляющая $\gamma y/B$, которой определена вариация резонанса из-за диполь-дипольного взаимодействия. Существенна составляющая смещения, которой характеризуется оптический эффект Штарка. Ее величина пропорциональна квадрату модуля действующего на КТ поля с нормирующим коэффициентом $\beta T_2 / T_1$.

Перенормировка фазового соотношения поля и поляризованности из-за влияния ближних полей диполей и эффекта Штарка на положение резонансной частоты спектральной линии усиления при одновременном учете следствий нелинейной рефракции в массиве КТ позволяет последовательное рассмотрение роли возможных факторов неустойчивости вынужденного излучения.

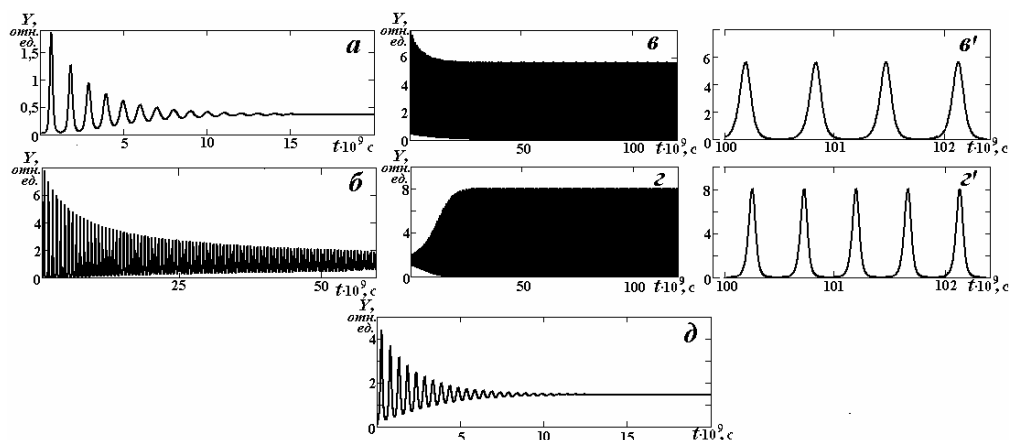
МОДЕЛИРОВАНИЕ ПРОЦЕССА ВЫНУЖДЕННОГО ИЗЛУЧЕНИЯ

В численном интегрировании (1) определялась нормированная мощность $Y = F^2(t)$ (т. е. мощность вынужденного излучения, отнесённая к величине мощности, при которой происходит насыщение усиления). Расчет разностной схемы, соответствующей системе (1) и составленной с применением метода Рунге - Кутты, проводился для случая усиления слабого сигнала (величина $F(t=0)$ считалась значительно меньшей равновесного значения F), также предполагалось, что $y(t=0) = 1$. Уровень тока накачки в ходе развития излучения считался постоянным ($\sigma = \text{const}$).

В расчетах использованы значения коэффициентов и параметров (1), соответствующих характеристикам реальных усиливающих материалов, представляющих массивы полупроводниковых КТ, известных, например, по данным работы [2]. В оценке масштаба явлений исходили из того, что длина волны излучения близка к

величине $1,3 \cdot 10^{-6}$ м, интенсивность $1 \dots 3 \cdot 10^5$ Вт/см², поверхностная плотность квантовых точек $1 \dots 2 \cdot 10^{13}$ см⁻², дефект поляризуемости $\Delta\alpha$ порядка 10^{-21} см³.

На рисунке иллюстрированы типичные сценарии временной развертки, полученные численным расчетом системы (1), приведенные на наносекундной шкале. При соотношении времён внутризонной и межзонной релаксации, характерных для массивов КТ T_1/T_2 , численные решения при относительно невысоких значениях σ описывают релаксирующие к равновесному состоянию переходные режимы (рис., а, б). С нарастанием величины σ (с ростом возбуждения) такой переход с начальным этапом в несколько импульсов (рис., а) сменяется квазипериодическим режимом вынужденного излучения (рис., б), который может сохраняться в продолжение реального действия накачки.



Зависимости нормированной мощности излучения от времени; на фрагментах в', г' (в случаях перехода к регулярному режиму) изображена структура излучения в большем разрешении: $\sigma = 1,4$ (а); $2,0$ (б); $2,3$ (в); $2,5$ (г, д); $\beta = 0,2$ (а–г); 0 (д); $\gamma = 0,34$; $\kappa = 0,8$; $\Delta_0 = 0,1$; $T_1 = 1 \cdot 10^{-9}$ с; $T_2 = 1 \cdot 10^{-11}$ с; $\tau_c = 7,2 \cdot 10^{-12}$ с

В практическом отношении наиболее интересен сценарий развития структуры (рис., в, г) когда, начиная с определённого уровня возбуждения, в схеме взаимодействия СК с резонансным световым полем возникает неустойчивость, стимулирующая автоколебания динамических переменных. На фрагментах рисунков в, г переходный этап режима также четко просматривается, хотя общий ход излучения на этом этапе может различаться. Однако в итоге при данных релаксационных параметрах схемы (1) процесс излучения продолжает развиваться в виде серии контрастных незатухающих импульсов с субнаносекундным периодом следования и пикосекундной длительностью (рис., в', г'). Многократные расчёты показали, что существование порогового уровня σ , начиная с которого в схеме взаимодействия, представленной (1), в СК «стартует» регулярный режим вынужденного излучения, возможно только при учёте оптического эффекта Штарка. Типичная «переходная» развёртка процесса, рассчитанная в отсутствие эффекта, приведена на фрагменте д рисунка.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Динамическая неустойчивость в схеме резонансного взаимодействия массива КТ с когерентным световым полем, стимулированная нелинейным сдвигом частоты, яв-

ляется действенным фактором развития режима самоподдерживающихся пульсаций в вынужденном излучении. Показано, что наряду с резонансными механизмами фазовой нелинейности особая роль в существовании подобного сценария автоколебаний в физической системе световое поле – суперкристалл КТ (с достижением так называемого второго порога генерации) принадлежит оптическому эффекту Штарка.

БИБЛИОГРАФИЧЕСКИЕ ССЫЛКИ

1. Wu, K. Pulse Generation and Compression Techniques for Microwave Electronics and Ultrafast Systems / K. Wu, M. Rahman // *Electromagn. Science.* – 2023. – Vol. 1, No. 1. – P. 0010131– 1-24.
2. Жуков, А.Е. Лазеры и микролазеры на основе квантовых точек / А.Е.Жуков. С.-Пб: Политех-Пресс. 2019.– 42 с.
3. Wilson, M. Half of Nobel prize in physics honors the inventors of chirped pulse amplification / M. Wilson // *Physics Today.* – 2018. Vol. 71, No. 12. – P. 18–21.
4. Тимошенко, Е.В. Модель динамики микролазера на основе квантоворазмерных структур / Е.В. Тимошенко, В.А. Юревич // *Весті НАН Беларусі, серыя фіз.-мат. навук.* – 2023. – Том 59, – № 4. – С. 328–337.

РАСПРЕДЕЛЕНИЕ ЭФФЕКТИВНЫХ ЗАРЯДОВ НА АТОМАХ В БОР-НИТРИДНЫХ НАНОТРУБКАХ В ПОСТОЯННОМ ЭЛЕКТРИЧЕСКОМ ПОЛЕ

О. Б. Томилин¹, Е. В. Родионова¹, Е. А. Родин¹

*Национальный исследовательский Мордовский государственный университет,
ул. Большевитская, 68, 430005, Саранск, Россия,
e-mail: rodionova_j87@mail.ru*

На примере модельных ультракоротких открытых бор-нитридных нанотрубок $(n, 0)$ и (n, n) показано, что во внешнем постоянном электрическом поле происходит накопление величины отрицательного эффективного заряда (в единицах элементарного заряда) в концевой области модельных нанотрубок. Генерируемый отрицательный заряд локализуется на двух концевых циклических бор-нитридных фрагментах модельных нанотрубок. Область преимущественной локализации отрицательного заряда для модельных бор-нитридных нанотрубок составляет 4 Å. На указанных концевых фрагментах бор-нитридных нанотрубок происходит локализация от 70 % до 95 % генерируемого отрицательного заряда наноструктуры. Данная величина зависит исключительно от направления вектора напряженности постоянного электрического поля и не зависит от индекса хиральности и диаметра нанотрубок.

Ключевые слова: бор-нитридная нанотрубка; эффективный заряд; теория функционала плотности; электронное сопряжение; полевая эмиссия электронов.