

Формирование сверхизлучения в наногетероструктурах с квантовыми точками

© А.В. Савельев*[†], Л.Я. Карачинский*, И.И. Новиков*, Н.Ю. Гордеев*,
Р.П. Сейсян*, Г.Г. Зебря*

* Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе Российской академии наук,
194021 Санкт-Петербург, Россия

[†] Санкт-Петербургский физико-технический научно-образовательный центр Российской академии наук,
195220 Санкт-Петербург, Россия

(Получена 26 сентября 2007 г. Принята к печати 6 ноября 2007 г.)

Изучены условия возникновения и основные параметры импульсов сверхизлучения Дике в полупроводниковых наногетероструктурах с квантовыми точками: планарном волноводе и микродиске. Доменная модель формирования сверхизлучения, предложенная ранее для квантовых ям, обобщена для описания неоднородных массивов квантовых точек. Проведена классификация различных сценариев формирования сверхизлучения в полупроводниковом микродиске.

PACS: 68.65.Hb, 73.21.La, 73.63. Kv, 78.67.Hc

1. Введение

Современная полупроводниковая оптоэлектроника работает с импульсами света, лежащими в пикосекундном временном диапазоне [1], в связи с чем становится особенно важным изучение сверхбыстрого взаимодействия света с активной средой. В пионерской работе Дике [2] было показано, что при формировании сверхкоротких световых импульсов важную роль играет коллективное излучение диполей в активной среде, известное как сверхизлучение (СИ). В процессе формирования импульса СИ фазы отдельных диполей спонтанно синхронизируются, вследствие чего формируется коллективный диполь с малым временем излучательной рекомбинации порядка T_S/N , где T_S — время излучательной рекомбинации отдельного диполя, а N — количество диполей [3]. Из-за сложности уравнений, описывающих этот процесс, их точное решение до сих пор неизвестно. Поэтому важно экспериментальное изучение СИ, особенно в новых типах сред. Тем не менее экспериментальному исследованию СИ в полупроводниковых наногетероструктурах посвящено относительно небольшое количество работ [см., например, 4–8].

Полупроводниковые квантовые точки (КТ) являются перспективной средой для создания целого рода оптоэлектронных устройств нового поколения [9], таких как микродисковые лазеры [10] и источники света с управляемой квантовой статистикой фотонов [11]. С этим связан значительный интерес к детальному изучению свойств отдельных КТ и их ансамблей. Несмотря на это, СИ в ансамбле КТ к настоящему моменту подробно не рассматривалось. Особенностью массивов КТ является большое неоднородное уширение, связанное с разбросом размеров КТ, полученных в результате самоорганизации в процессе эпитаксиального роста. Это обстоятельство значительно усложняет теоретическое описание СИ.

В данной работе сделана попытка теоретически описать СИ с помощью расширения доменной модели его формирования, предложенной ранее для гетероструктур с квантовыми ямами [12]. Показано, что доменная модель может быть удачно обобщена для описания начальных этапов формирования импульсов СИ в сильно неоднородных массивах КТ. При этом домен формируется КТ с близкими энергиями, расположенными в пределах некоторой пространственной области. Рассмотрено формирование СИ в планарных двумерных волноводах, а также в микродисках (МД) с КТ. Показано, что при определенных параметрах системы происходит смена сценария формирования СИ в МД — от доменного механизма к модовому механизму, когда СИ формируется в высокочастотных модах шепчущей галереи МД.

Цель данной работы — анализ условий, при которых формируются импульсы СИ, на основе совокупности развитых ранее теоретических методов [3]. В результате были получены аналитические выражения для параметров импульсов СИ, проведены численные оценки и сформированы предпосылки для экспериментального наблюдения СИ в исследуемых структурах. Насколько нам известно, анализ условий формирования СИ в неоднородно уширенном ансамбле КТ и в МД сделан впервые. Показано, что МД являются перспективным объектом для экспериментального изучения СИ ансамбля КТ благодаря возможности управления пространственным распределением и добротностью фотонных мод.

2. Условия формирования сверхизлучения

Далее рассматривается ансамбль КТ, полученных методом самоорганизации [9]. В таких структурах на развитие импульса СИ влияют следующие параметры.

— Сила взаимодействия диполя (электронно-дырочной пары, локализованной в основном состоянии квантовой точки) и электромагнитной моды, которая харак-

[†] E-mail: savelev@mail.ioffe.ru

теризуется временем T . Величина матричного элемента взаимодействия диполя с модой электромагнитного поля $g = \hbar/\sqrt{2T}$.

— Размер домена L , в котором формируется импульс сверхизлучения. Этот размер может быть меньше размера образца или области, в которой присутствует инверсия заселенности КТ.

— Количество N КТ, находящихся в домене и участвующих в формировании импульса сверхизлучения. Из-за неоднородности массива КТ энергия диполей, локализованных в различных КТ, различна и приблизительно может быть описана распределением с шириной по энергии ΔE . В этом случае появляется механизм нарушения фазовой когерентности диполей, что может приводить к появлению когерентности только среди КТ с близкими энергиями. Обозначим долю КТ, участвующих в формировании импульса СИ, как θ ($0 < \theta < 1$). Тогда в формировании импульса участвуют $N = \sigma\theta L^2$ КТ с близкими энергиями, различающимися менее чем на $\theta\Delta E$, где σ — поверхностная плотность квантовых точек в образце.

— Время T_D потери фазовой когерентности из-за неоднородного уширения энергий диполей в различных КТ $T_D = \hbar/\Delta E$.

— Время T_2 потери фазовой когерентности за счет различных процессов рассеяния. Заметим, что отличительной особенностью КТ с высокой энергией локализации являются большие времена T_2 , порядка сотен пикосекунд при температурах до 50 К [13].

— Время τ_q релаксации фотонной моды q в выделенном объеме образца — время выноса энергии фотона из рассматриваемого объема. В случае одномерного оптического резонатора (планарного диэлектрического волновода) $\tau = L/v$, где v — скорость света в среде. Для моды с добротностью Q в микродиске $\tau \propto Q/\omega$, где ω — частота электромагнитного поля.

В процессе формирования СИ сначала возникает связанное когерентное состояние отдельных излучателей и электромагнитного поля. Затем излучатели начинают взаимодействовать посредством мод электромагнитного поля, что приводит к возникновению корреляций между фазами отдельных диполей. После образования коррелированного состояния процессы излучения лавинообразно ускоряются, в результате чего возникает короткий импульс СИ, сформированный в системе диполей, фазы которых синхронизованы. Чтобы рассмотреть условия возникновения импульса СИ в среде с КТ, достаточно исследовать начальную, линейную, стадию процесса возникновения лавины СИ [14–16].

Обозначим количество фотонов в различных модах q электромагнитного поля как $n_q(t)$, где t — время, прошедшее с начала формирования импульса. Число фотонов экспоненциально нарастает: $n_q(t) \propto \exp(\Lambda_q t)$. Однако пока инверсия в среде близка к единице различные моды поля не взаимодействуют и процесс возникновения СИ может описываться линейной теорией. Инкремент возрастания Λ_q зависит от всех перечисленных выше

параметров и, в частности, от протяженности моды L . Импульс СИ будет сформирован на основе мод с максимальным Λ_q , так как именно они быстрее формируют коллективное сфазированное состояние в среде. Далее рассматривается $\Lambda = \max\{\Lambda_q\}$. Время формирования импульса t_0 , так называемое время задержки СИ, может быть оценено из условия $n(t_0) \propto N$, т.е. $t_0 \propto \ln N/\Lambda$. Теперь можно сформулировать необходимые условия для возникновения импульса СИ.

— $\Lambda > 0$, что соответствует спонтанному возникновению импульса.

— $\ln N/\Lambda < T_D/\theta$. Это означает, что время полного формирования импульса должно быть меньше, чем время потери фазовой когерентности между диполями. В противном случае проявление когерентных оптических эффектов будет невозможно.

— $\Lambda L/v < 1$. В этом случае эффекты запаздывания не оказывают существенного влияния на динамику системы. Данное условие не является строгим, однако при его нарушении возникают дополнительные механизмы подавления СИ.

— $T_2 \gg \tau$. Это условие коллективной рекомбинации, при его нарушении процессы вынужденного излучения будут доминировать. Учитывая большое значение T_2 в рассматриваемых системах, мы считаем, что это условие всегда выполняется.

3. Используемая модель

В данном разделе на основании модельного гамильтониана будет получено выражение для инкремента нарастания Λ импульса СИ. Учитывая характер задачи, рассмотрим ТЕ-моды электромагнитного поля, локализованного в плоскости волновода, в силу их большей связи с активной средой КТ, чем у ТМ-моды. Распределение амплитуды поля в моде q описывается скалярной функцией $u_q(\mathbf{r})$, а направление электрического поля вектором $\mathbf{e}_q(\mathbf{r})$. Используем представление векторного потенциала электромагнитного поля $\hat{\mathbf{A}}(\mathbf{r}, t)$ в виде

$$\hat{\mathbf{A}}(\mathbf{r}, t) = \sum_q \sqrt{\frac{2\pi\hbar}{n^2\omega W}} (\mathbf{e}_q(\mathbf{r})u_q(\mathbf{r})\hat{a}_q(t) + \mathbf{e}_q(\mathbf{r})u_q^*(\mathbf{r})\hat{a}_q^+(t)),$$

$$\int |u_q(\mathbf{r})|^2 d^3\mathbf{r} = W, \quad (1)$$

где n — коэффициент преломления среды, W — объем квантования поля, \hat{a}_q^+ — оператор рождения фотона в q -моды поля. Далее рассмотрим стандартное [3] выражение для гамильтониана системы „атомы + поле“ в приближении вращающейся волны:

$$\hat{H} = \hbar\omega\hat{R}_3/2 + \hbar\omega \sum_q \hat{a}_q\hat{a}_q - \sum_q g(\hat{R}_q^+\hat{a}_q + \hat{R}_q\hat{a}_q^+), \quad (2)$$

$$\begin{aligned}\hat{R}_q^+ &= \sum_i u_q(\mathbf{r}_i) \hat{\sigma}_{i+}, \quad \hat{R}_q^- \\ &= \sum_i u_q(\mathbf{r}_i)^* \hat{\sigma}_{i-}, \quad \hat{R}_3 = \sum_i \hat{\sigma}_{i3},\end{aligned}\quad (3)$$

где $\hat{\sigma}_i$ — матрицы Паули, действующие в двумерном базисе собственных состояний i -го диполя. В работе рассматриваются КТ в полупроводниковых системах $A^{II}B^V$ с вырожденным основным состоянием локализованного экситона, дипольный момент которого лежит в плоскости эпитаксиального роста [13]. Следовательно, можно считать $(\mathbf{e}_q, \mathbf{m}) = |\mathbf{m}|$, где \mathbf{m} — дипольный момент КТ. Тогда матричный элемент g зависит от \mathbf{m} следующим образом [3]:

$$g^2 = \frac{2\pi\hbar\omega|\mathbf{m}|^2}{n^2W}. \quad (4)$$

Для определения $|\mathbf{m}|^2$ может быть использовано известное выражение для времени излучательной рекомбинации T_S : $1/T_S = (4/3)\omega^3 n |\mathbf{m}|^2 / \hbar c^3$, где c — скорость света в вакууме [3]. Из (2), (3) следуют уравнения движения для полевых и атомных операторов:

$$\frac{d\hat{a}_q^+}{dt} = \frac{i}{\hbar} [\hat{H}, \hat{a}_q^+] = i\omega\hat{a}_2^+ - \frac{iq}{\hbar} \hat{R}_q^+, \quad (5)$$

$$\frac{d\hat{R}_q^+}{dt} = i\omega\hat{R}_q^+ + \frac{ig}{\hbar} \sum_{pq} u_q^*(\mathbf{r}_p) u_k(\mathbf{r}_p) \hat{\sigma}_{3p} \hat{a}_q^+. \quad (6)$$

Квантово-механическое среднее $\langle \hat{\sigma}_{3p} \rangle$ характеризует степень инверсии КТ. Считая, что в начальный момент все КТ заселены электронно-дырочными парами в результате импульса накачки, можно отметить, что $\langle \hat{\sigma}_{3p} \rangle = 1$ и не зависит от p . В дальнейшем, на начальном этапе формирования лавины, когда процессы коллективного излучения еще не начались, $\langle \hat{\sigma}_{3p} \rangle \approx 1$ и также слабо зависит от p . Используя это, а также тот факт, что при достаточно плотном расположении КТ в области существования моды

$$\sum_{pq} u_q^*(\mathbf{r}_p) u_k(\mathbf{r}_p) = N\delta_{kq}, \quad (7)$$

в силу ортогональности набора функций u , можно получить следующую замкнутую систему уравнений движения для средних значений оператора числа фотонов $n_q = \langle \hat{a}_q^+ \hat{a}_q \rangle$ и величин $T_q = \langle \hat{R}_q^+ \hat{R}_q^- \rangle$ и $F_q = ig/\hbar \langle \hat{a}_q \hat{R}_q^- - \hat{a}_q \hat{R}_q^+ \rangle$:

$$\frac{dn_q}{dt} + \frac{n_q}{\tau_q} = F_q, \quad (8)$$

$$\frac{dF_q}{dt} + \frac{F_q}{2} \left(\frac{1}{T_2} + \frac{1}{\tau_q} \right) = \frac{2g^2}{\hbar^2} (T_q + N\langle \sigma_3 \rangle n_q), \quad (9)$$

$$\frac{dT_q}{dt} + \frac{T_q}{T_2} = N\langle \sigma_3 \rangle F_q. \quad (10)$$

Здесь по аналогии с [3] были введены феноменологические релаксационные члены с характерными временами,

описанными выше. Величина T_q описывает корреляцию диполей между собой, а F_q — с модой поля. Первое слагаемое в правой части (9) отвечает за сверхизлучение и спонтанное излучение, а второе за стимулированное излучение. В начальный момент времени $t = 0$ формирования импульса СИ

$$n_q = 0, \quad F_q = 0, \quad \langle \sigma_3 \rangle = 1, \quad T_q = N. \quad (11)$$

Система динамических уравнений ((8)–(10)) линеаризуется, если считать $\langle \sigma_3 \rangle = 1$ (см. выше). В этом случае наиболее быстро растущее решение $n_q(t) \propto \exp(\Lambda_q t)$ будет характеризоваться следующим инкрементом нарастания:

$$\Lambda = -\frac{1}{2} \left(\frac{1}{\tau} + \frac{1}{T_2} \right) + \sqrt{\frac{1}{4} \left(\frac{1}{\tau} - \frac{1}{T_2} \right)^2 + \frac{2N}{T^2}}, \quad (12)$$

где $1/T^2 = 2g^2/\hbar^2$. Как было указано ранее, обычно $\tau \ll T_2$, поэтому выражение может быть упрощено:

$$\Lambda = \frac{1}{2\tau} \left(\sqrt{1 + \frac{8N\tau^2}{T^2}} - 1 \right). \quad (13)$$

При временах $t < T_D$ неоднородное уширение не оказывает существенного влияния на эволюцию системы, так как разброс фаз диполей, обусловленный различной частотой их осцилляций, еще не значителен. Однако при $t > T_D$ неоднородное уширение приводит к сбою когерентности между диполями. Аналитически этот эффект был описан ранее в [18]. Влияние неоднородного уширения можно описать, вводя эффективную зависимость коэффициентов g от времени t . Для $t > T_D$ эти коэффициенты стремительно (экспоненциально) убывают по сравнению с начальными значениями. Тем не менее при $t < T_D$, что является вторым необходимым условием (см. выше), $g(t)$ меняется слабо.

Следует проанализировать соответствие выражения (13) условиям возникновения импульса СИ:

$$\theta \ln N/T_D \ll \Lambda < v/L. \quad (14)$$

Опираясь на то, что спонтанное формирование когерентности происходит в некоторой области пространства, и используя аналогию с фазовыми переходами второго рода, область возникновения СИ можно рассматривать как когерентный домен [12]. Нарастание числа когерентных фотонов в домене приводит в конечном счете к излучению мощного, короткого импульса СИ. Неравенство (14), таким образом, позволяет определить размер домена и параметры импульса. Следует отметить, что в неограниченном образце может сформироваться несколько доменов, взаимодействие между которыми можно считать малым на линейном этапе формирования лавины.

4. Сверхизлучение в плоском диэлектрическом волноводе

Импульс СИ формируется в объеме $W \approx \lambda_0 L^2$, где $\lambda_0 = 2\pi v/\omega$ — длина волны света в веществе. В этом случае из (4), (13) следует

$$\frac{1}{T^2} = \frac{3}{8} \frac{\omega \lambda_0^2}{\pi^2 T_S L^2}, \quad (15)$$

$$\Lambda = \frac{v}{2L} \left(\sqrt{1 + \frac{12\sigma\theta L^2}{\omega T_S}} - 1 \right). \quad (16)$$

Видно, чем больше объем и соответственно больше L , тем быстрее устанавливаются корреляции. Этот процесс ограничен конечной групповой скоростью света в среде, которая таким образом ограничивает размер СИ домена сверху и определяет максимальную скорость нарастания импульса СИ. Если второе неравенство в (14) заменить на равенство и положить $\theta = 1$, то получится оценка для размера домена L_{dom} , в котором происходит нарастание корреляций:

$$L_{\text{dom}}^2 = \frac{2}{3} \frac{\omega T_S}{\sigma}, \quad (17)$$

и максимального инкремента нарастания корреляций:

$$1/\Lambda_{\text{max}} = \tau_{\text{min}} = L_{\text{dom}}/v = \sqrt{\frac{2\omega T_S}{3\sigma v^2}}, \quad (18)$$

где τ_{min} — характерное время нарастания корреляций в однородном ансамбле КТ. Для простоты изложения в дальнейшем мы обозначим $\ln N$ как χ и будем считать его фиксированным числом порядка 10. В случае, когда неоднородное уширение не влияет на динамику, система будет излучать импульсы СИ со временем задержки порядка $\chi\tau_{\text{min}}$ из области с размерами порядка L_{dom} . Численные оценки показывают, что данный вывод хорошо согласуется с полученными ранее экспериментальными и теоретическими результатами для полупроводниковых гетероструктур с квантовыми ямами [7,8,12], если заменить поверхностную плотность КТ плотностью электронно-дырочных пар в квантовой яме.

Влияние неоднородного уширения неизбежно в случае $T_D < \chi\tau_{\text{min}}$, когда за счет различных частот осцилляций диполей в системе нарушается фазовая когерентность. В этом случае импульс СИ не может сформироваться в домене минимального размера. Тем не менее и на большем масштабе L^* возникают корреляции между КТ с близкими энергиями и меньшим значением θ . В этом случае происходит формирование „разреженного“ домена СИ, так как не все КТ, попадающие в него геометрически, участвуют в формировании СИ, а лишь часть из них с близкими энергиями. Инкремент нарастания $\Lambda^* = v/L^* < \Lambda_{\text{max}}$, и в однородном образце такие корреляции проигрывают конкуренцию корреляциям, формируемым на меньшей площади. Однако корреляции в „разреженном“ домене формируются среди КТ с большим временем сбоя фазы $\sim T_D/\theta$ и соответственно

меньше подвержены влиянию неоднородного уширения. Домен с минимальным размером L^* , в котором возможно формирование импульса СИ, удовлетворяет условиям

$$\Lambda(L^*) \approx v/L^* \approx \chi\theta/T_D. \quad (19)$$

Из этих условий, с помощью формул (16)–(18), можно вычислить размер домена СИ и долю КТ θ , участвующих в формировании импульса:

$$L^* \approx L_{\text{dom}} \frac{\chi\tau_{\text{min}}}{T_D}, \quad \theta \approx \left(\frac{T_D}{\chi\tau_{\text{min}}} \right)^2. \quad (20)$$

Подставив этот результат в (16), можно вычислить Λ^* и время задержки t_0^* :

$$\Lambda^* \approx \Lambda_{\text{max}} \frac{T_D}{\chi\tau_{\text{min}}}, \quad t_0^* \approx \chi\tau_{\text{min}} \frac{\chi\tau_{\text{min}}}{T_D}. \quad (21)$$

Важно отметить, что в неоднородном ансамбле КТ время формирования импульса СИ определяется не только свойствами отдельной КТ, но и величиной неоднородного уширения. Для численных оценок можно положить $\sigma = 10^2 \text{ см}^{-2}$, $\Delta E = 20 \text{ мэВ}$, $T_S = 1 \text{ нс}$, $\omega = 1.6 \cdot 10^{15} \text{ с}^{-1}$, $n = 3$, что соответствует рекордным структурам с КТ, которые могут быть изготовлены на данный момент. В этом случае $L_{\text{dom}} \approx 10 \text{ мкм}$ и $\tau_{\text{min}} \approx 100 \text{ фс}$. Видно, что формирование импульса СИ в этом случае будет определяться неоднородным уширением КТ, так как $\chi\tau_{\text{min}}/T_D \approx 30$. Таким образом, импульсы СИ могут быть сформированы в образце с размером порядка $L^* \approx 300 \text{ мкм}$ и временем задержки $T_0^* \approx 30 \text{ пс}$. Следует отметить, что большие размеры активной области могут существенно затруднить экспериментальное наблюдение СИ в такой области. Тем не менее требования к структуре могут быть значительно снижены в случае систем с модифицированным фотонным спектром, которые обсуждаются далее.

5. Сверхизлучение в микродиске

Рассмотрим формирование излучения в микродиске (МД) с периметром L_0 . В случае, когда $L^* < L_0$, наличие внешнего резонатора слабо влияет на формирование импульса СИ, и выражения (20), (21), приведенные в предыдущем разделе, остаются справедливыми. При $L^* > L_0$ формирование СИ по доменному механизму невозможно, и сверхизлучение будет формироваться в модах шепчущей галереи микродиска, по причине их большей добротности. Подставив $W = \lambda_0 L_0^2/4$ и $N = \sigma L_0^2/4$ в (4) и затем в (13), можно получить

$$\Lambda = \frac{1}{2\tau} \left(\sqrt{1 + \frac{6\sigma\theta\lambda_0\tau^2 v}{\pi T_S}} - 1 \right). \quad (22)$$

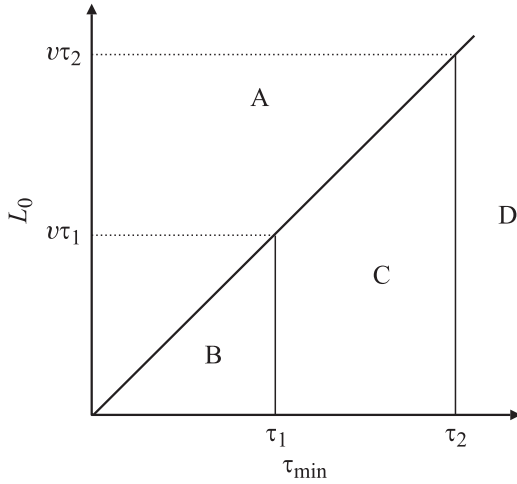


Диаграмма различных режимов излучения микродиска в зависимости от параметра τ_{\min} , определяющего свойства массива КТ (см. (18)), и периметра микродиска L_0 . $\tau_1 = \sqrt{2T_D}/\chi$, $\tau_2 = \sqrt{2T_D}/\chi$. Пояснения в тексте.

Видно, что Λ возрастает с ростом τ , приближаясь к максимальному значению

$$\frac{1}{\tau_{\text{MD}}} = \Lambda_{\text{MD}} = \sqrt{\frac{3\sigma\lambda_0 v}{2\pi T_S}} = \frac{\sqrt{2}}{\tau_{\min}}. \quad (23)$$

Видно, что минимальное время формирования СИ определяется только параметрами материальной системы.

Можно проанализировать влияние неоднородного уширения по аналогии со случаем плоского волновода. При $\chi\tau_{\text{MD}} > T_D$ для выполнения первого неравенства из (14) необходимо, чтобы

$$\frac{3\sigma\lambda_0\tau v}{2\pi T_S} > \frac{\chi}{T_D}, \quad (24)$$

что, таким образом, является необходимым условием для возникновения СИ в микродиске. Следует отметить, что это условие всегда выполняется при больших τ , т.е. при достаточно высокой добротности микродиска. Доля КТ, участвующих в формировании импульса θ , и инкремент нарастания лавины Λ_{MD}^* определяются следующими выражениями:

$$\Lambda_{\text{MD}}^* = \frac{\chi\theta}{T_D} = \frac{2T_D}{\chi\tau_{\min}^2} - \frac{1}{\tau}. \quad (25)$$

Время задержки СИ в микродиске $t_{0,\text{MD}} = \chi/\Lambda_{\text{MD}}$. При достаточно больших τ время формирования импульса приближается к $\chi\tau_{\min}^2/2T_D$, что соответствует выражению (21) для планарной структуры.

В зависимости от параметров системы можно выделить несколько сценариев формирования СИ в микродиске, схематично изображенных на рисунке. Где (А) — доменный тип СИ, описанный выше, который реализуется при условии $v/\Lambda_{\text{MD}}^* < L_0$, что эквивалентно $L^* > L_0$ с точностью до численного множителя; (В) — СИ, не

зависящее от неоднородного уширения, в котором участвуют все КТ микродиска, взаимодействующие с модой шепчущей галереи; (С) — развитие импульса СИ в моде шепчущей галереи, определяемое неоднородным уширением; (D) — формирование вынужденного или спонтанного излучения при подавлении СИ. При построении диаграммы учитывалось, что $\tau \gg \tau_{\min}$ в соответствии с параметрами реальных структур. Важно отметить, что точкам на диаграмме с одинаковым значением τ_{\min} в областях (А) и (С) соответствует приблизительно одинаковое время формирования импульса СИ (см. (21) и (25)), однако формирование импульса в микродиске происходит на меньшей площади из-за более сильной локализации фотонной моды в активной области.

При тех же численных параметрах структуры, что и в предыдущем разделе, для выполнения неравенства (24) достаточно $\tau > 2$ пс, что соответствует $Q > 3000$. Таким образом, в реальных структурах возможно появление импульсов СИ в режиме С. При $\tau \approx 10$ пс время формирования импульса $t_0 \approx 30$ пс. Для точной оценки длительности самого импульса необходимо решение системы нелинейных уравнений, что выходит за рамки данной работы. Тем не менее, исходя из общих представлений [3], можно предположить, что это время $\tau_{\text{SR}} \approx T_S/N$, и в рассматриваемом случае оно лежит в пикосекундном диапазоне.

6. Заключение

Было рассмотрено формирование импульсов СИ в полупроводниковых гетероструктурах с квантовыми точками в качестве активной области: планарных диэлектрических волноводах и микродисках. В результате сформулированы условия возникновения СИ и получены оценки времени задержки импульса СИ и размера домена СИ. Формирование импульсов в планарном диэлектрическом волноводе может рассматриваться в рамках доменного механизма, предложенного ранее для квантовых ям, и обобщенного на случай массивов с КТ. Размер домена в реальных структурах определяется неоднородным уширением КТ. Времена формирования импульса СИ в микродиске с высокой добротностью и планарном волноводе, содержащих одинаковый массив КТ, совпадают с точностью до числового множителя, но в микродиске участвует меньшее число КТ. Получены численные оценки, сравнимые по порядку величины с опубликованными ранее результатами для СИ в полупроводниковых гетероструктурах [7,8,12]. Показано, что импульсы СИ могут генерироваться в реально существующих микродисках, с характерным временем задержки порядка десятков пикосекунд, что указывает на целесообразность дальнейшего теоретического и экспериментального изучения таких структур.

Работа была выполнена при поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (грант № 05-02016922) и программ президиума РАН „Поддержка инноваций и разработок“ и „Квантовые наноструктуры“.

Л.Я. Карачинский выражает благодарность финансовой поддержке в рамках гранта Президента Российской Федерации по поддержке молодых ученых (МК-4232.2007.2).

Список литературы

- [1] M. Laemmlin, G. Fiol, C. Meuer, M. Kuntz, F. Hopfer, A.R. Kovsh, N.N. Ledentsov, D. Bimberg. *Electron. Lett.*, **42** (12), 697 (2006).
- [2] R.H. Dicke. *Phys. Rev.*, **93**, 99 (1954).
- [3] А.В. Андреев, В.И. Емельянов, Ю.А. Ильинский. *Кооперативные явления в оптике: Сверхизлучение. Бистабильность. Фазовые переходы* (М., Наука, 1988).
- [4] П.П. Васильев. *Квант. электрон.*, **24** (10), 885 (1997).
- [5] P.P. Vasil'ev, H. Kan, H. Ohta, T. Hiruma. *Phys. Rev. B*, **64** (19), 5209 (2001).
- [6] Y.D. Jho, Xiaoming Wang, J. Kono, D.H. Reitze, X. Wei, A.A. Belyanin, V.V. Kocharovskiy, Vi.V. Kocharovskiy, G.S. Solomon. *Phys. Rev. Lett.*, **96** (23), 7401 (2006).
- [7] S.V. Zaitsev, N.Yu. Gordeev, L.Ya. Karachinsky, V.I. Korchatov, I.I. Novikov, I.S. Tarasov, N.A. Pikhtin, V.M. Ustinov, P.S. Kor'ev. *Appl. Phys. Lett.*, **76** (18), 2514 (2000).
- [8] С.В. Зайцев, Н.Ю. Гордеев, Л.А. Graham, В.И. Копчагов, Л.Я. Карачинский, И.И. Новиков, D.L. Huffaker, П.С. Копьев. *ФТП*, **33** (12), 1456 (1999).
- [9] В.М. Устинов. *ФТП*, **38** (8), 963 (2004).
- [10] Н.В. Крыжановская, С.А. Блохин, А.Г. Гладышев, Н.А. Малеев, А.Г. Кузьменков, Е.М. Аракчеева, Е.М. Танклевская, А.Е. Жуков, А.П. Васильев, Е.С. Семенова, М.В. Максимов, Н.Н. Леденцов, В.М. Устинов, Э. Шток, Д. Бимберг. *ФТП*, **40** (9), 1128 (2006).
- [11] P. Michler, A. Kiraz, C. Becher, W.V. Schoenfeld, P.M. Petroff, Lidong Zhang, E. Hu, A. Imamoglu. *Science*, **290**, 2282 (2000).
- [12] Л.Я. Карачинский, И.И. Новиков, Н.Ю. Гордеев, Г.Г. Зегря. *ФТП*, **38** (7), 872 (2004).
- [13] A.I. Tartakovskii, J. Cahill, M.N. Makhonin, D.M. Whittaker, J.-P.R. Wells, A.M. Fox, D.J. Mowbray, M.S. Skolnick, K.M. Groom, M.J. Steer, M. Hopkinson. *Phys. Rev. Lett.*, **93** (05), 7401 (2004).
- [14] F. Haake, H. King, G. Schroder, J. Haus, R. Glauber. *Phys. Rev. A*, **20**, 2047 (1979).
- [15] F. Haake, J. Haus, H. King, G. Schroder, R. Glauber. *Phys. Rev. Lett.*, **45**, 558 (1980).
- [16] D. Polder, M.F.H. Schuurmans, Q.H.F. Vreken. *Phys. Rev. A*, **19**, 1192 (1979).
- [17] А.В. Андреев. *ЖЭТФ*, **72**, 1397 (1977).
- [18] R. Bonifacio, L.A. Lugiato. *Phys. Rev. A*, **11**, 1507 (1975).

Редактор Л.В. Беляков

Generating of superradiation in quantum dot nanoheterostructures

A.V. Savelyev^{*+}, L.Ya. Karachinsky^{*}, I.I. Novikov^{*}, N.Yu. Gordeev^{*}, R.P. Seisyan^{*}, G.G. Zegrya^{*}

^{*} Ioffe Physicotechnical Institute,
Russian Academy of Sciences,
194021 St. Petersburg, Russia

⁺ St. Petersburg Physics and Technology Centre
for Research and Education,
Russia Academy of Sciences,
195220 St. Petersburg, Russia

Abstract Conditions of Dicke superradiation generating in two types of quantum dot nanoheterostructures — planar waveguide and microdisk — have been studied. Main parameters of originated superradiant pulses have been determined. Domain model of superradiation generating suggested earlier for quantum wells have been generalized for inhomogeneous quantum dots ensemble. Classification of different scenarios of superradiation generating in microdisks has been suggested.