

Генерация неклассического света при резонансном возбуждении полупроводникового микрорезонатора

М. В. Лебедев, А. Л. Парахонский, А. А. Деменев¹⁾

Институт физики твердого тела РАН, 142432 Черноголовка, Россия

Поступила в редакцию 2 июня 2015 г.

После переработки 9 сентября 2015 г.

При резонансном лазерном возбуждении в излучении полупроводникового микрорезонатора наблюдаются сильные корреляции флуктуаций интенсивностей. Корреляционная функция интенсивностей имеет необычный осциллирующий характер с неожиданно длинным периодом осцилляций и временем затухания. Видность корреляционной функции достигает 0.81. Мы связываем длинные времена осцилляций с частотой Раби слабого взаимодействия долгоживущих экситонных состояний, локализованных в случайном потенциале квантовой ямы, с электромагнитным полем моды полупроводникового микрорезонатора. При плотности мощности лазерного возбуждения 400 Вт/см^2 плотность мощности выходного излучения из микрорезонатора составила 12 Вт/см^2 , что эквивалентно суммарному световому потоку неклассического света $1.5 \cdot 10^{15}$ фотонов в секунду при диаметре пятна возбуждения 50 мкм. Таким образом, микрорезонатор может служить ярким источником неклассического света.

DOI: 10.7868/S0370274X15200059

Введение. Большой интерес к неклассическим состояниям света вызван их потенциальными приложениями в современной оптике, квантовой криптографии, прецизионных оптических измерениях, метрологии, квантовой информатике и телекоммуникациях. Эти состояния вызывают также значительный фундаментальный интерес в связи с попытками лучше понять природу света. Возможно несколько определений понятия “неклассический свет”. Согласно одному из наиболее часто используемых определений неклассический свет не может быть описан положительно определенной функцией P -распределения Глаубера–Сударшана [1]. Корреляционная функция интенсивностей неклассического света $g^{(2)}$ может принимать значения, меньшие единицы и большие двух, что запрещено для света от обычного теплового источника [2]. Примером такого неклассического состояния света, наблюдавшегося экспериментально, является флуоресцентное излучение одиночного атома, для которого $g^{(2)}(0) = 0$. Это явление было названо антигруппировкой фотонов [3, 4]. Множество изящных экспериментов проведено с коррелированными состояниями двух фотонов, называемыми также бифотонами – фотонными парами, получаемыми в процессе спонтанного параметрического рассеяния света в нелинейных кристаллах [2, 5]. Для бифотонов $g^{(2)}(0)$ может принимать значения,

существенно превышающие 2, что принято называть “сверхгруппировкой” фотонов [6]. Сжатые состояния света, открытые в 1987 г. [7], демонстрируют зависящий от фазы световой волны фотонный шум, который может быть сделан субпуассоновским. Это важно для повышения точности оптических измерений, зависящих от фотонного шума.

Существующие в настоящее время источники неклассического света достаточно слабы. Одиночные атомы дают световой поток порядка 10^6 фотонов в секунду, нелинейный кристалл при мощности накачивающего лазера 1 Вт излучает в секунду около 10^3 – 10^4 фотонных пар, а специально сконструированный источник, состоящий из двух связанных микрорезонаторов (МР) с одиночными квантовыми точками внутри, позволяет получить вплоть до 10^7 фотонных пар в секунду [8]. Ниже мы описываем источник света на основе полупроводникового микрорезонатора, который излучает неклассический свет с потоком $1.5 \cdot 10^{15}$ фотонов в секунду при накачке лазером с мощностью 10 мВт. При этом совершенно неожиданными оказались параметры корреляционной функции интенсивностей неклассического света. Характерное время затухания корреляций на четыре порядка превышало время жизни фотона в микрорезонаторе, которое составляет несколько пикосекунд.

Методика эксперимента. Полупроводниковый микрорезонатор был выращен методом металлоорганической эпитаксии из газовой фазы. Он имел

¹⁾e-mail: demenev@issp.ac.ru

верхнее (нижнее) брэгговское зеркало, состоящее из 17 (20) пар слоев $\text{Al}_{0.13}\text{Ga}_{0.87}\text{As}/\text{AlAs}$ с оптической толщиной $\lambda/4$. Резонатор из GaAs длиной $3\lambda/2$ содержал шесть квантовых ям $\text{In}_{0.06}\text{Ga}_{0.94}\text{As}/\text{GaAs}$ толщиной 10 нм каждая. Расщепление Раби составляло $\Omega \approx 6$ мэВ. Кристалл микрорезонатора имел небольшую клиновидность, в результате которой ширина активного слоя слабо зависела от места на поверхности образца. Как следствие частота моды микрорезонатора изменялась при изменении положения лазерного пятна на кристалле. Это позволяло легко изменять расстройку между экситонным уровнем и резонансной частотой резонатора, изменяя место фокусировки лазерного пучка. Диапазон изменения расстройки резонатора при перемещении от одного края образца до другого составлял $\delta \approx (-6 \div 6)$ мэВ. Эксперименты проводились в различных точках образца с отрицательной расстройкой. Добротность микрорезонатора составляла около 3000, что соответствует времени жизни фотона в резонаторе 3 пс.

Наша экспериментальная установка показана на рис. 1. Образец был смонтирован в вакууме на холодном пальце проточного оптического гелиевого криостата с возможностью контролируемого изменения температуры. Микрорезонатор возбуждался непрерывным перестраиваемым полупроводниковым лазером, генерировавшим многомодовый широкий спектр (2 нм) набора поперечных мод. Излучение лазера с длиной волны $\lambda_p = 851$ нм, соответствующей центру спектра генерации, фокусировалось короткофокусной линзой на поверхность кристалла в пятно диаметром 50 мкм с угловой расходимостью 17 мрад. Свет лазера был хорошо поляризован в горизонтальной плоскости (плоскость падения). Он падал на поверхность кристалла под углом $\alpha_p = 4^\circ$ от нормали к поверхности. Для подавления рассеянного лазерного света непосредственно перед кристаллом была расположена диафрагма D_1 диаметром 3 мм. Лазерный диод был смонтирован на холодильнике Пельтье. Длину волны его генерации можно было изменять за счет изменения температуры. Схема возбуждения поляритонной системы, спектр лазера и спектр излучения МР в направлении $k = 0$, состоящий из верхней (UP) и нижней (LP) поляритонных мод, показаны на вставках к рис. 1 и 2. Излучение образца фокусировалось объективами на входные торцы двух многомодовых световодов, закрепленных на плечах гониометра. Это позволяло нам контролируемым образом изменять направление наблюдения проходящего через МР и рассеянного в нем света. Диафрагмы D_2 и D_3 , расположенные перед объективами, позволяли добиться хорошего углового

разрешения регистрируемого света. Световоды были подсоединены к двум кремниевым лавинным фотодиодам фирмы Perkin & Elmer, работавшим в режиме счета одиночных фотонов. Для обеспечения линейности отклика значения скоростей счета диодов поддерживались во всех экспериментах в диапазоне 10^4 – 10^5 счетов в секунду, что достигалось помещением перед световодами соответствующих нейтральных оптических светофильтров (на рисунке не показаны). Корреляционные измерения проводились с использованием стандартной старт-стоп системы, включавшей два дискриминатора, преобразователь “время–амплитуда” и многоканальный анализатор. Максимальное временное разрешение нашей системы составляло около 300 пс.

Свет широкополосного источника (LED), в качестве которого использовался арсенид-галлиевый светодиод (характерная ширина спектра 20 нм), фокусировался на поверхность кристалла в пятно диаметром 50 мкм с помощью зеркала M_2 под углом 1° к нормали. Это давало возможность быстро определить локальную расстройку между спектральными позициями экситона и моды микрорезонатора в различных точках кристалла путем подсоединения регистрирующих световодов вместо лавинных диодов к двум малогабаритным USB- спектрометрам. Аналогичным образом регистрировались спектры сигналов, поступающих на лавинные диоды во время корреляционных измерений.

Результаты и обсуждение. Мы ожидали увидеть существенные отклонения функции $g^{(2)}$ от единицы только для поляритонных мод с планарными волновыми векторами k_1 и $k_2 = -k_1$, заселяемых за счет поляритон-поляритонного рассеяния из области лазерного возбуждения (см. вставку к рис. 1). Здесь $k = (2\pi/\lambda_p) \sin(\alpha)$ – компонента волнового вектора детектируемых фотонов, параллельная плоскости образца. Угол α отсчитывался от нормали. В этом случае характерное время изменения корреляционной функции должно было быть порядка времени жизни поляритона (3 пс). Однако наши измерения показали, что корреляционная функция второго порядка $g^{(2)}$ демонстрирует удивительно длинные осцилляции между коррелированными и антикоррелированными фотонными состояниями (см. рис. 2). Для устранения всяких сомнений в причинах столь длинно-временных корреляций, которые в принципе могли бы возникать в регистрирующей электронной системе, мы изменили длину световода в стоп-канале установки. Это привело к соответствующему сдвигу нулевой точки τ_0 корреляционной функции (примерно на 20 нс).

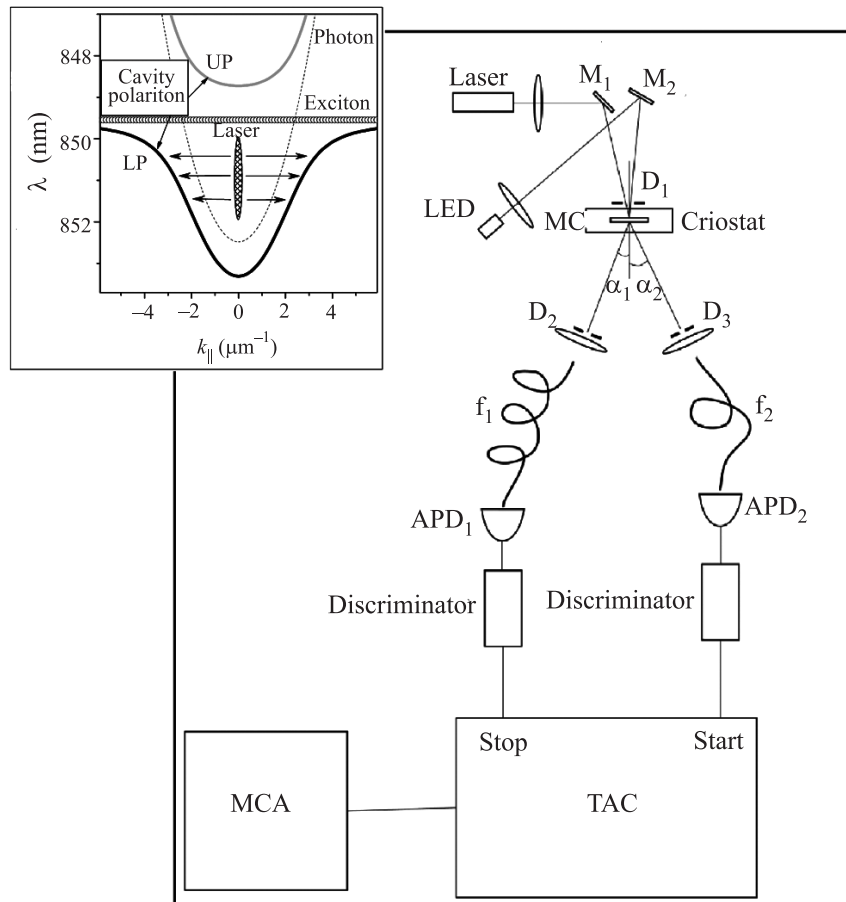


Рис. 1. Схема экспериментальной установки: M_1, M_2 – зеркала, MC – GaAs микрорезонатор, D_1, D_2, D_3 – диафрагмы, f_1, f_2 – световоды, LED – арсенид-галлиевый светодиод, APD_1, APD_2 – кремниевые лавинные фотодиоды, работающие в режиме счета одиночных фотонов, MCA – многоканальный анализатор, TAC – преобразователь “время–амплитуда”. Вставка – схема лазерного возбуждения экситон-поляритонной системы с расстройкой $\delta = -5$ мэВ

Оказалось, что условие пространственного синхронизма планарных волновых векторов ($k_2 = -k_1$) не является обязательным для наблюдения сильных корреляций. Спектры регистрируемых фотонов также не должны строго совпадать. Все рассеянное излучение, принадлежащее различным частям нижней поляритонной ветви, демонстрирует подобные корреляции. Вместе с тем наши измерения показали, что наилучшая видимость корреляционной функции $V = \frac{g_{\max}^{(2)} - g_{\min}^{(2)}}{g_{\max}^{(2)} + g_{\min}^{(2)}}$ может быть получена только когда условие $k_2 = -k_1$ выполняется, спектры регистрируемых фотонов совпадают между собой и наблюдаемые поляритонные состояния лежат не слишком близко к энергии экситона на фотоподобной части нижней поляритонной кривой, однако достаточно далеко от состояния $k = 0$, чтобы не регистрировался проходящий лазерный свет.

Корреляционная функция второго порядка зависит от мощности лазерной накачки. Наши измерения показали, что мощность выходного сигнала микрорезонатора линейно зависит от входной мощности лазерного излучения, а период осцилляций совершенно определенно увеличивается с понижением накачки. Вместе с тем оказалось, что в разных точках на поверхности кристалла эта зависимость различна. В некоторых точках мы наблюдали сильную зависимость от накачки: период осцилляций уменьшался примерно в три раза при возрастании плотности накачки от 10 до 400 Вт/см². В то же время в большинстве случаев уменьшение периода не было столь значительным (около 10%). Более или менее понятно, что этот период может зависеть как от локальной добротности микрорезонатора, так и от расстройки. Чтобы прояснить этот вопрос, требуются дополнительные детальные эксперименты.

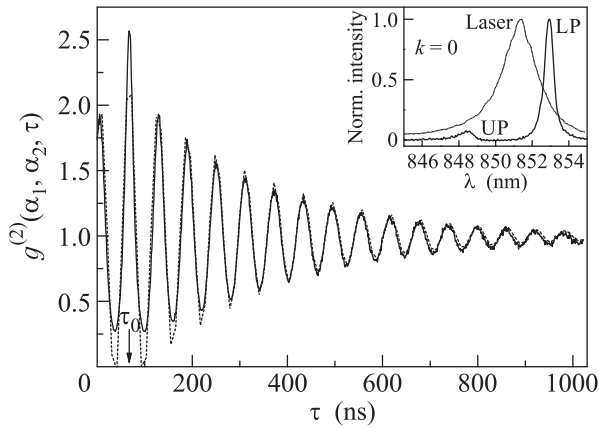


Рис. 2. Нормированная функция корреляции интенсивностей $g^{(2)}(\alpha_1, \alpha_2, \tau)$, $\alpha_1 = 13.5^\circ$, $\alpha_2 = 11^\circ$, $T = 12$ К. Выбрана точка МР с рассогласованием $\delta = -3$ мэВ. Плотность мощности возбуждения $P = 400$ Вт/см². Видность функции $g^{(2)}$, $V \approx 0.81$. Пунктирная кривая отвечает аппроксимации формулой $g^{(2)}(\tau) = 1 + Ae^{-\frac{|\tau-\tau_0|}{t}} \cos \frac{2\pi(\tau-\tau_0)}{t_{\text{Rabi}}}$ с параметрами $A = 1.26$, $t = 270.3$ нс, $\tau_0 = 67.3$ нс, $t_{\text{Rabi}} = 61.1$ нс. Наблюдаются сверхгруппировка фотонов при нулевой задержке, $g^{(2)}(\tau = \tau_0) = 2.55$, и дальнейшие осцилляции Раби с периодом 61 нс. Во всех экспериментах абсолютная величина скорости счета на лавинных фотодиодах не превышала 10^4 – 10^5 счетов/с. Вставка – спектры лазера и излучения МР в направлении $k = 0$, полученные с помощью USB-спектрометра при $P = 15$ Вт/см²

Мы также получили неожиданный результат при измерении автокорреляционной функции сигнала пропускания микрорезонатора. Это измерение проводилось с использованием только одного плеча гониометра, помещенного непосредственно в луч лазера, прошедший через МР. При этом приемный световод подсоединялся к X-разветвителю, выходы которого присоединялись к нашим детекторам. Таким образом, мы измеряли функцию $g^{(2)}(k_1 = k_2 = k_p, \tau)$. Мы не ожидали увидеть каких-либо отклонений от единицы в соответствии с пуассоновской статистикой фотонов лазерного света. Полученный экспериментальный результат показан на рис. 3. Отчетливые корреляции были видны также и в проходящем свете, хотя видность осцилляций не так велика, как на рис. 2.

Наблюдаемые осцилляции функции $g^{(2)}$ исчезали при возбуждении МР хаотическим световым источником вместо лазера (см. рис. 4). В качестве хаотического источника использовался широкополосный арсенид-галлиевый светодиод. Как видно из рис. 4, значение автокорреляционной функции $g^{(2)}$ равно единице во всем диапазоне измерений. Небольшое

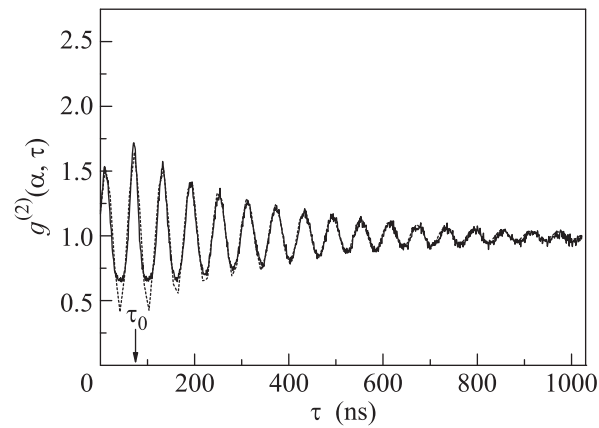


Рис. 3. Нормированная функция автокорреляции интенсивностей $g^{(2)}(\alpha = \alpha_p = 4^\circ, \tau)$ при лазерном возбуждении МР. Плотность мощности возбуждения $P = 33$ Вт/см², $T = 12$ К, $\delta = -3$ мэВ. Видность картины $V = 0.45$. Пунктирная кривая отвечает аппроксимации $g^{(2)}$ параметрами $A = 0.65$, $t = 303$ нс, $\tau_0 = 71.5$ нс, $t_{\text{Rabi}} = 61$ нс

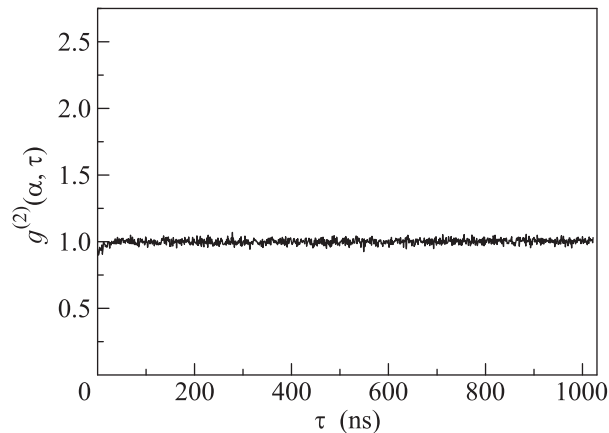


Рис. 4. Нормированная функция автокорреляции интенсивностей $g^{(2)}$, полученная при возбуждении МР широкополосным арсенид-галлиевым светодиодом. Расстройка $\delta = -3$ мэВ, $\alpha = 1^\circ$, $T = 12$ К, $P = 1.2$ Вт/см². Уменьшение $g^{(2)}$ в области $\tau = 0$ связано с аппаратной функцией нашей измерительной схемы

уменьшение $g^{(2)}$ до величины примерно 0.9 вблизи $\tau = 0$ связано с аппаратной функцией нашей измерительной системы. Действительно, корреляционная функция имеет такой же вид и при удалении кристалла из экспериментальной установки. Следовательно, временная зависимость $g^{(2)}$ на рис. 4 есть аппаратная функция нашей старт-стоп системы.

Измерение температурной зависимости $g^{(2)}$ продемонстрировало влияние резонатора. Хорошо известно, что при повышении температуры спектраль-

ная позиция экситона испытывает красный сдвиг. Мы начали с ситуации с отрицательной расстройкой при наиболее низкой температуре и следили за видностью корреляционной функции $g^{(2)}$ при возрастании температуры, когда положение экситона постепенно смещалось по направлению к спектральной позиции моды резонатора. Результат показан на рис. 5. Видность V сначала почти не зависит от температу-

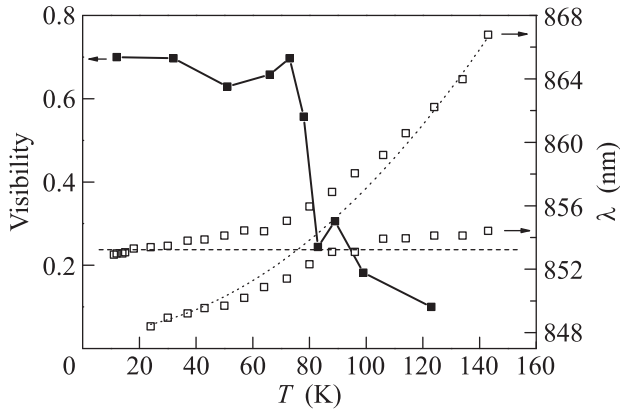


Рис. 5. Температурные зависимости видности функции $g^{(2)}$ и положения поляритонных линий для $k = 0$. Видность быстро уменьшается в области нулевой расстройки. Параметры $\alpha_1 = 10^\circ$, $\alpha_2 = 8^\circ$

ры, а затем резко устремляется к нулю в точке совпадения энергетических положений экситона и моды резонатора, т.е. при нулевой расстройке. Этот факт имеет простое объяснение. При нулевой расстройке поле резонатора может возбуждать нелокализованные экситонные состояния в кристалле. Эти состояния демонстрируют быструю релаксацию и, как следствие, сильное поглощение света резонатором. Влияние резонатора в этом случае фактически исчезает, поскольку многократное отражение света от зеркал становится невозможным из-за сильного поглощения.

Корреляционная функция второго порядка для света, излучаемого полупроводниковым микрорезонатором, была рассчитана в работах [9–11]. Мода резонатора в этих работах предполагалась близкой по спектральному положению к экситонному уровню, и любые нерезонансные взаимодействия не учитывались. Такое предположение часто делается при рассмотрении внутрирезонаторной электродинамики. Однако в нашем случае оно только частично оправдано. Тем не менее результат расчетов выглядит очень похоже на эксперимент. Как и в наших измерениях, он демонстрирует осцилляции Раби между состояниями с группировкой и антигруппировкой фотонов, но не может объяснить длинные времена

этих осцилляций, наблюдаемые экспериментально. По аналогии с работой [9] мы можем интерпретировать наши результаты как осцилляции Раби, включающие основное состояние кристалла, долгоживущие локализованные экситонные состояния и внутрирезонаторное электромагнитное поле. Оценки показывают, что для наших мощностей накачки за время жизни поляритона в резонаторе находится лишь небольшое число фотонов. Следовательно, вектор состояния поля в резонаторе должен быть построен из нескольких нижайших состояний резонатора, как это и сделано в [9]. В настоящее время у нас отсутствует полное понимание природы долгоживущих состояний. Однако наиболее вероятно, что речь здесь идет о локализованных экситонных состояниях, поскольку необычный вид корреляционной функции $g^{(2)}$ наблюдается только при лазерном возбуждении несколько ниже уровня экситона. Возможно, взаимодействие с электромагнитным полем в резонаторе является единственным каналом релаксации рассматриваемых долгоживущих локализованных экситонных состояний. Тогда слабость этого взаимодействия объясняет большой период осцилляций Раби, наблюдаемый в эксперименте. Детектируемое нами излучение поляритонных состояний нижней поляритонной ветви является результатом процесса слабого рэлеевского рассеяния [12]. Такое объяснение требует, однако, дальнейшей проверки. Если новые эксперименты подтвердят наше объяснение, это будет означать, что нерезонансные экситонные состояния могут накапливать значительное количество энергии накачивающего лазера и играют важную роль в формировании свойств экситон-фотонной системы в полупроводниковых микрорезонаторах.

Заключение. Таким образом, в данной работе сообщается о том, что корреляционная функция интенсивностей излучения полупроводникового микрорезонатора $g^{(2)}$ при определенных условиях имеет необычный вид с удивительно длинными характерными временами. Столь длинные времена осцилляций означают, что наблюдаемые в эксперименте корреляции должны быть отнесены не только к световому полю, но и ко всей экситон-фотонной системе в целом. Наиболее вероятно, что наблюдаемые осцилляции возникают вследствие слабого взаимодействия Раби между локализованными долгоживущими экситонными состояниями и внутрирезонаторным электромагнитным полем.

Время распространения света от нашего образца до детекторов существенно короче, чем времена корреляций, наблюдаемых для осцилляций Раби. Другими словами, мы наблюдаем корреляции между двумя

последовательно излучаемыми фотонами, первый из которых только что зарегистрирован, а второй еще не излучился образцом. Возникает естественный вопрос: влияет ли детектирование первого фотона на излучение второго? Мы считаем, что ответ на этот вопрос может быть дан после детального квантово-механического анализа процедуры измерения в нашем эксперименте на основе модели, включающей нерезонансные состояния внутрирезонаторного электромагнитного поля и локализованные долгоживущие экситонные состояния.

Результаты работы можно рассматривать также и с практической точки зрения. Мы получили на выходе МР неклассический свет с плотностью мощности 12 Вт/см^2 (полный поток $1.5 \cdot 10^{15}$ фотонов в секунду) при плотности лазерной накачки 400 Вт/см^2 (коэффициент преобразования накачки в неклассический свет составляет 3%). Поскольку основной сигнал сосредоточен в проходящем через МР пучке, можно утверждать, что полупроводниковые микрорезонаторы могут служить ярким источником неклассического света высокой эффективности.

Благодарности. Мы признательны профессору В.Д. Кулаковскому за тщательное прочтение рукописи, полезные замечания и плодотворные обсуждения и профессору Г.В. Луковой за подготовку рукописи.

Работа была поддержана Российским фондом фундаментальных исследований (грант # 14-02-00105).

1. D.N. Klyshko, UFN **166**, 613 (1996).
2. L. Mandel and E. Wolf, *Optical Coherence and Quantum Optics*, Cambridge University Press (1995).
3. H. J. Kimble, M. Dagenais, and L. Mandel, Phys. Rev. Lett. **39**, 691 (1977).
4. H. J. Kimble, M. Dagenais, and L. Mandel, Phys. Rev. A. **18**, 201 (1978).
5. D.C. Burnham and D.L. Weinberg, Phys. Rev. Lett. **25**, 84 (1970).
6. A.V. Burlakov, M.V. Chekhova, S.P. Kulik, and A.N. Penin, Laser Phys. **6**, 1077 (1996).
7. L. A. Wu, M. Xiao, and H. J. Kimble, J. Opt. Soc. Am. B **4**, 1465 (1987).
8. A. Dousse, J. Suffczynski, A. Beveratos, O. Krebs, A. Lemaître, I. Sagnes, J. Bloch, P. Voisin, and P. Senellart, Nature **466**, 217 (2010).
9. H. Eleuch, J. Phys. B.: At. Mol. Opt. Phys. **41**, 055502 (2008).
10. H. Eleuch, Eur. Phys. J. D **48**, 139 (2008).
11. H. Eleuch, Eur. Phys. J. D **57**, 259 (2010).
12. M. V. Lebedev and A. A. Demenev, Physica E **44**, 1510 (2012).