

УДК 535.41+535.232.6

МЕРТВОЕ ВРЕМЯ ФОТОДЕТЕКТОРА И ИЗМЕРЕНИЕ КОРРЕЛЯЦИОННЫХ ФУНКЦИЙ ИНТЕНСИВНОСТИ В ИМПУЛЬСНОМ РЕЖИМЕ

И.Н. Агафонов, Т.Ш. Исхаков, М.В. Чехова

Аннотация

Основной результат работы – учет эффекта мертвого времени фотодетектора при измерении корреляционной функции интенсивности (КФИ) импульсного излучения в режиме счета фотонов. Теоретически и экспериментально показано, что эффект приводит к значительному сужению измеряемой корреляционной функции интенсивности.

Введение

Одна из актуальных задач современной квантовой оптики – исследование неклассических полей. Примером неклассического поля является бифотонный свет, который может быть получен в процессе спонтанного параметрического рассеяния света (СПР). Неклассические поля не только вызывают фундаментальный интерес, но и находят практическое применение в ряде задач, например, таких, как абсолютная калибровка фотоприемников [1] и квантовая криптография [2].

Помимо бифотонного света в квантовой оптике вызывают интерес многофотонные поля более высоких порядков. Для описания их свойств используются корреляционные функции интенсивности высших порядков. Экспериментальное получение подобных полей сопряжено с определенными трудностями, в первую очередь, с малой вероятностью возникновения многофотонного излучения. В ряде случаев добиться существенного повышения эффективности измерений и практически полностью избавиться от шумового сигнала можно путем перехода в импульсный режим работы [3]. При этом, как правило, необходимо учитывать так называемое мертвое время фотодетектора, которое приводит к сужению ширины измеряемой корреляционной функции.

1. Непрерывный и импульсный режимы

Рассмотрим измерение КФИ порядка n в эксперименте, когда n детекторов регистрируют интенсивности в n фиксированных пространственных точках, и результат измерения зависит от временных задержек t_i для сигналов, приходящих на различные детекторы. Нормированная корреляционная функция интенсивности (корреляционная функция Глаубера) n -го порядка имеет следующий вид:

$$g^{(n)}(t_1, \dots, t_n) = \frac{\langle I(t_1) \cdot \dots \cdot I(t_n) \rangle}{\langle I(t_1) \rangle \cdot \dots \cdot \langle I(t_n) \rangle}, \quad (1)$$

где угловые скобки означают усреднение по ансамблю в классическом случае и по квантовому состоянию – в квантовом случае. Среднее значение интенсивности $\langle I(t_i) \rangle$, регистрируемой i -м детектором, соответствует числу отсчетов в единицу

времени (скорости счета детектора R_i), а усредненное произведение интенсивностей полей в различные моменты времени – скорости счета совпадений сигналов в соответствующих детекторах (R_c) [4].

Учитывая наличие окна схемы совпадений T_c в реальных экспериментальных схемах, нетрудно получить следующее выражение для числа совпадений в единицу времени для измеряемой в непрерывном режиме КФИ n -го порядка:

$$R_n^{(n)} = g^{(n)} R_1 R_2 \cdot \dots \cdot R_n T_c^{n-1}. \quad (2)$$

При работе в импульсном режиме для числа совпадений получается аналогичное предыдущему выражение [3]

$$N_c^{(n)} = g^{(n)} N_1 N_2 \cdot \dots \cdot N_n \left(\frac{T_c}{T_p} \right)^{n-1}, \quad (3)$$

где N_i – среднее число фотоотсчетов за импульс в i -м детекторе, N_c – среднее число совпадений за импульс, а T_p – длительность импульса. Форма импульса предполагается прямоугольной. Формула (3) справедлива при $T_c < T_p$; в противном случае вместо множителя T_c/T_p в формулу входит единица.

Если импульс имеет произвольную форму, определяемую некоторой нормированной функцией $Y(t)$ ($\int_{-\infty}^{\infty} Y(t) dt = 1$), то T_c/T_p следует заменить на выражение $K(Y)$, учитывающее конкретную форму импульса. Так, в случае измерения КФИ второго порядка это выражение имеет вид

$$K(Y) = \int_{-T_c/2}^{T_c/2} d\tau \int_{-\infty}^{\infty} Y(t) Y(t + \tau) dt. \quad (4)$$

Однако при исследовании КФИ в импульсном режиме возникает проблема учета мертвого времени фотодетектора. Это время, в течение которого в приборе протекают релаксационные процессы; его характерная величина составляет порядка 1 мкс, что, как правило, много больше длительности импульса. Это приводит к тому, что если за время светового импульса на фотодетектор попадает более одного фотона, то первый зарегистрированный фотон оказывается единственным, так как в течение мертвого времени фотодетектор сработать не может. Данный эффект приводит не только к нелинейности отклика детектора при работе в режиме счета фотонов, что хорошо известно, но и к изменению ширины измеряемой корреляционной функции. Исследование влияния мертвого времени фотодетектора на ширину измеряемой КФИ и учет мертвого времени при измерении нормированной КФИ и составляют предмет настоящей работы.

2. Экспериментальная установка

Экспериментальная установка представляет собой интерферометр Брауна–Твисса [5] (рис. 1). В качестве импульсного источника света используется излучение второй гармоники YAG:Nd лазера с длиной волны 532 нм, длительностью импульса около 9 нс и частотой повторения импульсов 50 Гц. С помощью светоделительной пластинки малая часть излучения попадает в «запускающий фотодиод» (ЗД), сигнал с которого служит для запуска импульса-строба измерительной системы.

Основная часть пучка проходит через диафрагму (А1) и затем попадает на матовый диск. Если диск вращается, то рассеянный на нем свет имеет квазитепловую

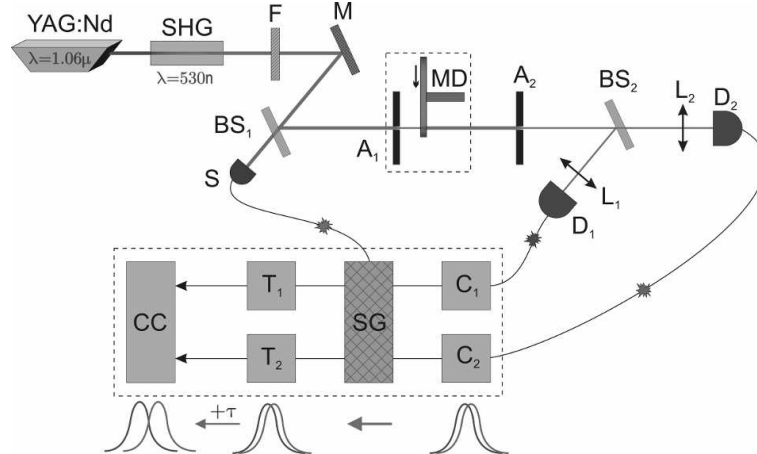


Рис. 1. Схема экспериментальной установки. ЗД – запускающий диод, А1, А2 – диафрагмы, МД – матовый диск, ПСФ – поляризационный светофильтр, СД – светоделитель, Д1, Д2 – лавинные фотодиоды, ДФ1, ДФ2 – дискриминаторы-формирователи, ЛЗ1, ЛЗ2 – линии задержки

статистику [6], а при неподвижном диске – ту же статистику, что и падающее лазерное излучение (при этом диск служит лишь для уменьшения интенсивности). Дальнейшее уменьшение интенсивности осуществляется поляризационным светофильтром ПСФ (заметим, что ослабление пучка не влияет на измеряемое значение нормированной КФИ). Рассеянное на диске излучение формирует в дальней зоне спекловую картину, причем угловой размер спекла (соответствующий размеру одной поперечной моды) определяется длиной волны и размером диафрагмы А1. Для выделения одной поперечной моды перед регистрирующей схемой установлена диафрагма А2. Измерение корреляционной функции интенсивности (в данном случае второго порядка) осуществляется двумя лавинными фотодиодами производства Perkin&Elmer (Д1 и Д2), работающими в режиме счета фотонов. Сигналы с фотодиодов направляются на дискриминаторы-формирователи логических импульсов (ДФ1 и ДФ2), а затем через линии задержки (ЛЗ1, ЛЗ2) – на схему двойных совпадений с разрешением $T_c = 4$ нс. Дискриминаторы-формирователи работают в стробируемом режиме, что уменьшает темновой шум на 4–5 порядков по сравнению с величиной сигнала.

Импульс излучения второй гармоники имеет форму, показанную на рис. 2. Его огибающая имеет ширину 8.6 нс и хорошо описывается гауссовской функцией (штриховая кривая). При этом импульс имеет «пиковую» структуру, связанную с наличием нескольких продольных мод резонатора. Измеренная форма импульса $Y(t)$ (рис. 2) нормировалась так, чтобы $\int_{-\infty}^{\infty} Y(t) dt = 1$, и учитывалась при численном расчете коэффициента $K(Y)$.

3. Результаты эксперимента

В эксперименте прежде всего была исследована зависимость скорости счета детекторов (среднего числа фотоотсчетов за время импульса) от интенсивности излучения, которая плавно менялась с помощью поляризационного светофильтра. Полученные зависимости для обоих детекторов (рис. 3) имеют три характерных участка. Первый участок – линейный: на этом участке среднее число фотоотсче-

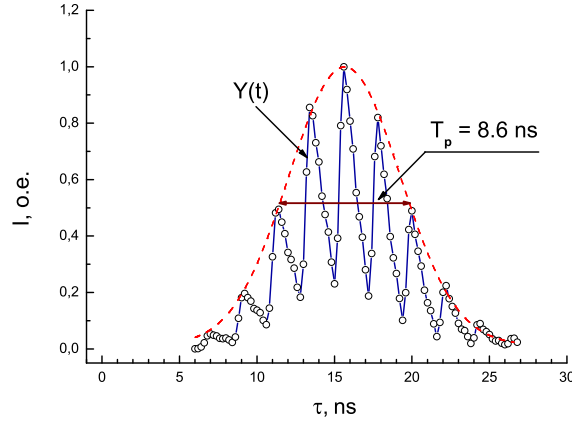


Рис. 2. Форма импульса излучения второй гармоники YAG:Nd лазера. Штриховой кривой показана огибающая, аппроксимированная гауссовской функцией

тов N_i за время импульса составляет не более 0.3, и вероятность появления двух фотоэлектронов за время импульса мала. На втором участке среднее число фотоотсчетов за импульс N_i достигает насыщения; при этом максимальная величина N_i составляет 0.9 для одного детектора и 0.7 для второго. При дальнейшем увеличении интенсивности излучения число фотоотсчетов за импульс падает (участок 3).

Следует отметить, что аналогичные зависимости наблюдаются и при непрерывном режиме работы лавинных фотодиодов, когда на их входы подается непрерывное излучение, а измеряется средняя скорость счета.

Корреляционная функция интенсивности исследовалась для ослабленного лазерного излучения во всех трех режимах работы детекторов, показанных на рис. 3. Для этого сигнал с детектора Д2 задерживался на величину 16 нс и измерялось среднее число двойных совпадений за импульс N_c в зависимости от задержки τ сигнала детектора Д1, а также средние числа фотоотсчетов за импульс N_1, N_2 . Корреляционная функция второго порядка вычислялась по формуле (см. (3))

$$g^{(2)}(\tau) = \frac{N_c}{N_1 N_2 K(Y)} \quad (5)$$

с нормировочным коэффициентом $K(Y)$, определяемым выражением (4). Однако пользоваться соотношением (4) можно лишь для измерений, выполненных в линейном режиме работы детекторов, когда влиянием мертвого времени можно пренебречь. Это случай, показанный на рис. 4, а, где точки соответствуют экспериментально измеренным значениям КФИ второго порядка, а кривая – теоретической зависимости, которая была получена из известной формы импульса $Y(t)$. В самом деле, если исследуемый свет – просто ослабленное лазерное излучение, для которого отсутствуют флуктуации интенсивности от импульса к импульсу, то форма измеряемой КФИ должна выражаться как свертка лазерного импульса самого с собой, а также с аппаратной функцией приемной системы, которая в данном случае определяется разрешением схемы совпадений. Считая аппаратную функцию прямоугольной, получим

$$g_{\text{coh}}^{(2)}(\tau) = \int_{-T_c/2}^{T_c/2} dt' \int_{-\infty}^{\infty} dt Y(t) Y(t' - t + \tau). \quad (6)$$

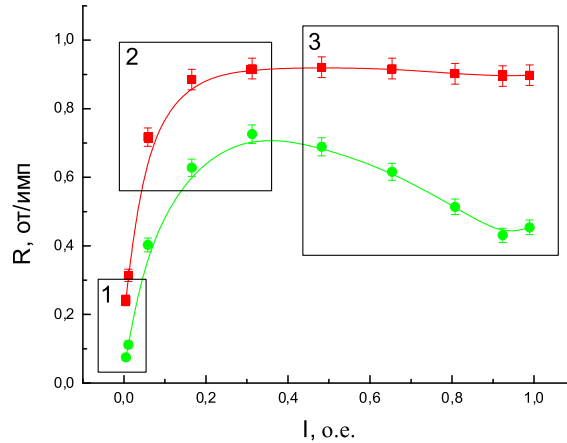


Рис. 3. Зависимость среднего числа фотоотсчетов за импульс от интенсивности для фотодетекторов Д1 (квадраты) и Д2 (кружки): 1 – линейный режим, 2 – режим насыщения, 3 – режим, при котором увеличение интенсивности приводит к уменьшению скорости счета

Ширина измеренной КФИ на полувысоте равна 13.8 нс, что хорошо согласуется с теоретической зависимостью (рис. 4, а).

При заметном насыщении детекторов (участок 2 на рис. 3) ширина измеряемой КФИ (9.6 нс) оказывается значительно уже, чем в отсутствие насыщения, и близкой к длительности самого импульса (8.6 нс). Такое сужение корреляционной функции можно объяснить в рамках простой модели, учитывающей мертвое время фотодетектора.

4. Теоретическая модель учета мертвого времени

Для достаточно малых интенсивностей излучения вероятность возникновения фотоотсчета в детекторе пропорциональна падающей на него интенсивности, и использование формы импульса $Y(t)$ в формулах (4), (6), (8) оправдано. При более высокой интенсивности на входе детектора можно учесть мертвое время следующим образом. Поскольку регистрироваться схемой совпадений будет первый же фотоотсчет каждого детектора, то вероятность того, что регистрируемый фотоотсчет произойдет в рассматриваемый момент времени τ , определяется произведением вероятности фотоотсчета (какого-либо) в момент τ на вероятность того, что фотоотсчета не было в предшествующие моменты времени. При работе в режиме насыщения (участок 2 на рис. 3) можно считать, что вероятность детектора сработать за все время импульса равна единице. В результате вместо формы импульса $Y(t)$ в формулы (4), (6), (8) будет входить выражение

$$Y'(t) = \left(1 - \int_{-\infty}^t Y(t') dt' \right) Y(t). \quad (7)$$

Теоретическая зависимость на рис. 4, б была получена с учетом поправки (7). Видно, что зависимость хорошо согласуется с экспериментальными точками. В промежуточном режиме работы детекторов, когда вероятность фотоотсчета за импульс нельзя считать ни малой величиной, ни величиной, близкой к единице, в формуле (7) перед интегралом нужно вводить коэффициент, учитывающий эту вероятность.

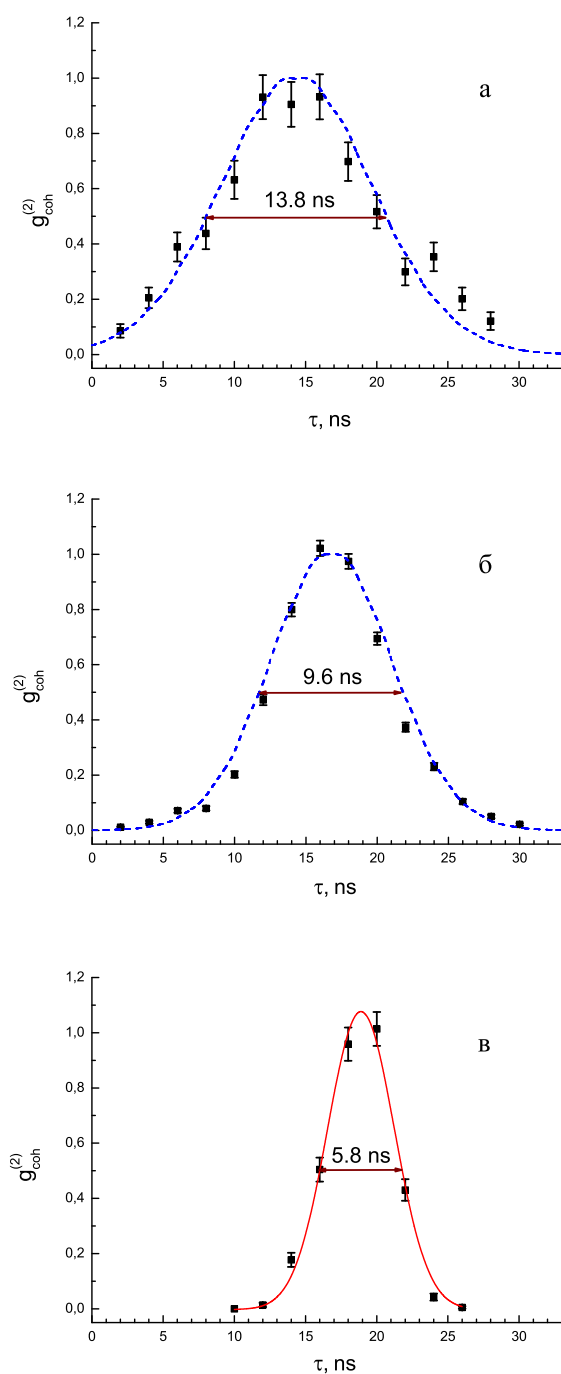


Рис. 4. Корреляционная функция интенсивности лазерного излучения, измеренная в трех различных режимах работы детекторов (рис. 3): *а* – линейный режим, *б* – режим насыщения, *в* – режим, при котором увеличение интенсивности приводит к уменьшению скорости счета. Точки – экспериментально полученные значения, штриховые кривые – теоретическая зависимость (*а*) и с учетом (*б*) мертвого времени. Сплошная кривая на графике (*в*) – аппроксимация гауссовской зависимостью

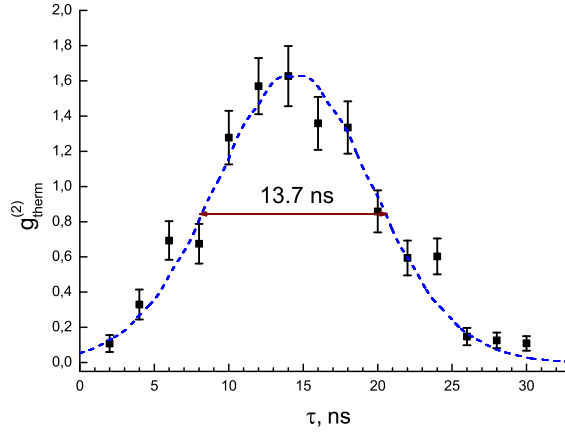


Рис. 5. Корреляционная функция интенсивности квазитеплового излучения, измеренная в линейном режиме работы детекторов (участок 1 на рис. 3). Точки – эксперимент, кривая – результат расчета по формуле (8) с подгонкой по амплитуде

Наконец, в режиме, когда интенсивность на входе фотодетекторов настолько велика, что скорость счета падает с увеличением интенсивности (рис. 3, участок 3), ширина КФ становится меньше длительности импульса (рис. 4, в). Качественно этот факт можно объяснить следующим образом. При большой интенсивности фотоотсчет детектора возникает в самом начале светового импульса; поэтому эффективная длительность импульса уменьшается. Для количественных оценок ширины КФИ необходима конкретная модель, учитывающая процессы, происходящие в фотодетекторе при работе в режиме насыщения. За отсутствием такой модели экспериментальные точки на рис. 4, в были аппроксимированы гауссовской зависимостью.

5. Измерение КФИ для квазитеплового излучения

В линейном режиме работы детекторов была также измерена КФИ для квазитеплового излучения, получаемого при вращении матового диска (МД на рис. 1). При этом скорость изменения спекловой картины такова, что дополнительных флуктуаций интенсивности за время импульса не происходит, и вращение диска приводит лишь к флуктуациям интенсивности от импульса к импульсу. Корреляционная функция получаемого таким образом квазитеплового излучения отличается от КФИ лазерного излучения (6) лишь наличием множителя, учитывающего распределение импульсов по амплитудам:

$$g_{\text{therm}}^{(2)}(\tau) = \frac{\langle A^2 \rangle}{\langle A \rangle^2} \int_{-T_c/2}^{T_c/2} dt' \int_{-\infty}^{\infty} dt Y(t) Y(t' - t + \tau), \quad (8)$$

где A – флуктуирующая амплитуда импульса. Если статистика излучения – квазитепловая, то $\langle A^2 \rangle / \langle A \rangle^2 = 2$.

Измеренная КФИ для квазитеплового излучения показана на рис. 5. Ширина полученного распределения (13.7 нс) оказывается примерно такой же, как для лазерного излучения, а значение КФИ в максимуме – 1.6 ± 0.2 – несколько меньше, чем ожидаемое значение ($g_{\text{therm}}^{(2)} = 2$). Штриховая кривая на рис. 5 построена по

формуле (8) с подгоночным коэффициентом, равным 0.8, учитывающим отличие измеренной амплитуды от ожидаемого значения.

Заключение

Таким образом, в работе проведено измерение нормированной корреляционной функции интенсивности второго порядка в режиме, когда излучение представляет собой последовательность импульсов сложной формы. Для получения корректных значений экспериментально определяемых КФИ второго порядка измерена и учтена форма светового импульса.

Основное внимание в работе уделяется учету насыщения фотодетекторов при измерении КФИ в импульсном режиме. Показано, что эффект насыщения фотодетекторов не только влияет на их скорость счета, но и существенно сужает измеряемую КФИ.

Исследовано три различных режима работы фотодетекторов (в данном случае лавинных фотодиодов). Для режима, при котором скорость счета линейно зависит от интенсивности, показано, что при измерении КФИ ослабленного лазерного излучения насыщение учитывать не надо. Измерения, проведенные в таком же режиме с квазитепловым источником, показали некоторое отличие (на 20%) измеренных значений КФИ от ожидаемых. Возможно, это связано с тем, что даже при используемых средних числах фотонов за импульс эффект насыщения уменьшает флуктуации средней интенсивности.

Для режима, при котором с ростом интенсивности скорость счета фотодетекторов почти не меняется, предложен простой способ учета мертвого времени. Полученные теоретические зависимости хорошо описывают наблюдаемый эффект сужения КФИ.

Наконец, для режима, при котором с ростом интенсивности скорость счета падает, зарегистрировано значительное сужение КФИ – ширина корреляционной функции становится меньше длительности светового импульса. Количественного описания данного эффекта пока провести не удалось.

Авторы благодарны А.Н. Пенину и С.П. Кулику за полезные обсуждения.

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (проекты 05-02-16391, 06-02-16769 и 06-02-16393), а также государственных контрактов 2006-РИ-19.0/001/595 и 2006-РИ-19.0/001/593.

Summary

I.N. Agafonov, T.Sh. Iskhakov, M.V. Chekhova. The effect of photodetector dead time in the study of intensity correlation functions for pulsed radiation.

The paper deals with the effect of photodetector dead time in the measurement of intensity correlation functions (ICF) for pulsed radiation in the photon-counting regime. Theoretically and experimentally, it is shown that the effect leads to a considerable narrowing of the measured intensity correlation function.

Литература

1. *Клышко Д.Н.* Физические основы квантовой электроники. – М.: Наука, 1986. – 293 с.
2. *Боумейстер Д., Экерт А., Цайлингер А.* Физика квантовой информации. – М.: Постмаркет, 2002. – 376 с.

3. *Iskhakov T.Sh., Ivanova O.A., Chekhova M.V.* Multi-photon states and their measurement // Proc. of the Second International Symposium "Quantum Informatics – 2004", Moscow, October 5–8, 2004. – Proc. of SPIE, 2005. – P. 176–185.
4. *Лоудон Р.* Квантовая теория света. – М.: Мир, 1976. – 488 с.
5. *Hanbury B.R., Twiss R.Q.* Correlation between photons in two coherent beams of light // Nature. – 1956. – V. 177. – P. 27–29.
6. *Haner A.B., Isenor N.R.* Intensity correlations from pseudothermal light sources // Amer. J. of Physics. – V. 38, No 6. – P. 748–751.

Поступила в редакцию
07.03.05

Агафонов Иван Николаевич – студент кафедры квантовой электроники Московского государственного университета им. М.В. Ломоносова.

E-mail: *ivan.agafonov@gmail.com*

Исхаков Тимур Шамильевич – аспирант кафедры квантовой электроники Московского государственного университета им. М.В. Ломоносова.

E-mail: *tiskha@mail.ru*

Чехова Мария Владимировна – доктор физико-математических наук, старший научный сотрудник кафедры квантовой электроники Московского государственного университета им. М.В. Ломоносова.

E-mail: *masha@qopt.phys.msu.su*