

УДК 621.383

## ИССЛЕДОВАНИЕ СКОРОСТИ ПЕРЕДАЧИ ИНФОРМАЦИИ ПО ОПТИЧЕСКОМУ КАНАЛУ СВЯЗИ С ПРИЁМНИКОМ НА ОСНОВЕ СЧЁТЧИКА ФОТОНОВ

И. Р. Гулаков, А. О. Зеневич, А. М. Тимофеев

*Учреждение образования «Высший государственный колледж связи»,  
220114, Беларусь, г. Минск, ул. Ф. Скорины, 8, корп. 2  
E-mail: zao@vks.belpak.by*

Выполнены исследования скорости передачи информации по оптическому каналу связи, в качестве приёмного модуля в котором использовался счётчик фотонов на базе лавинного фотодиода. Установлены зависимости скорости передачи информации оптического канала от напряжения обратного смещения фотодиода, мощности оптического сигнала и порогового уровня регистрации.

*Ключевые слова:* скорость передачи информации, счётчик фотонов, пороговый уровень регистрации.

**Введение.** Развитие современных телекоммуникационных систем основано на использовании сигналов оптического диапазона, обладающих большой информационной ёмкостью. Важнейшее требование, предъявляемое к таким системам, — это обеспечение скрытности и конфиденциальности передаваемой информации, для чего проводится полный цикл организационно-технических мероприятий по комплексной информационной безопасности оптических линий связи, включая методы криптографии. Одним из способов снижения несанкционированного доступа к информации, передаваемой по таким линиям связи, является уменьшение мощности оптического сигнала до десятка фотонов, приходящихся на один бит информации. Это связано с тем, что если передача информации осуществляется слабыми оптическими импульсами, содержащими не тысячи фотонов, а отдельные фотоны, то любая попытка перехвата информации будет обнаружена [1]. Оптические системы, в которых для кодирования каждого двоичного символа используются состояния фотона, называются квантово-криптографическими. Современные квантово-криптографические системы обладают низкой скоростью передачи информации, которая не превышает 50 Кбит/с [1–3], в основном она ограничивается характеристиками приёмного модуля такой системы. В качестве приёмного модуля квантово-криптографических систем используется счётчик фотонов на базе лавинного фотодиода (ЛФД) [1].

Целью предлагаемой работы является установление зависимости скорости передачи информации оптического канала связи, содержащего в качестве приёмного модуля счётчик фотонов на ЛФД, от напряжения обратного смещения фотодиода, мощности регистрируемого оптического сигнала и порогового уровня регистрации. Экспериментальные исследования в данной области ранее не проводились.

**Методика эксперимента.** В качестве объектов исследования использовались кремниевые лавинные фотодиоды со структурами  $p^+n-\nu-n^+$  и  $n^+p-\pi-p^+$ , где  $\nu$  и  $\pi$  — слаболегированные области  $n$ - и  $p$ -типа соответственно, созданные на научно-производственном объединении «Интеграл» (г. Минск, Беларусь). Особенностью конструкции ЛФД типа  $p^+n-\nu-n^+$  является наличие металлической обкладки, формирующей эквипотенциальную поверхность между боковой границей  $p$ - $n$ -перехода и первым охранным кольцом, а также наличие других охранных колец  $p^+$ -типа с разными зазорами между ними, снижающих

градиент электрического поля вдоль поверхности. Такая конструкция обеспечивает пробой  $p$ - $n$ -перехода в плоской области активной части фотодиода из-за создания в ней максимальной напряжённости электрического поля, макрооднородного на большой площади  $p$ - $n$ -перехода.

Принципиальное различие этих ЛФД состоит в типе фотогенерированных неосновных носителей заряда, достигающих области умножения  $p$ - $n$ -перехода. Для фотоприёмников со структурой  $p^+n\nu n^+$  — это электроны, а со структурой  $n^+p\pi p^+$  — дырки. Учитывая, что подвижность, коэффициенты умножения и время жизни электронов и дырок на ловушечных уровнях различаются, представляет интерес выяснить, как влияют эти факторы на скорость передачи информации.

Структурная схема установки для определения скорости передачи информации представлена на рис. 1. Для реализации режима счёта фотонов ЛФД включался по схеме пассивного гашения лавины [4]. При таком включении ЛФД ведёт себя подобно счётчику квантов излучения Гейгера — Мюллера.

На лавинный фотодиод от источника постоянного напряжения (И) через резистор  $R_{огр}$  подаётся напряжение обратного смещения  $U_n$ , близкое или превышающее напряжение пробоя  $U_{пр}$   $p$ - $n$ -перехода, которое контролируется вольтметром (В). При такой величине напряжения обратного смещения через фотодиод протекают импульсы тока, обусловленные возникновением локальных каналов пробоя  $p$ - $n$ -перехода — микроплазм, появление которых может быть вызвано носителем заряда, образованным под действием фотона оптического излучения или вследствие термогенерации.

При возникновении пробоя ток, протекающий через ЛФД, резко возрастает. Это приводит к увеличению падения напряжения на резисторе  $R_n$  и к уменьшению напряжения на фотодиоде, в результате чего пробой в микроплазменном канале прекращается (гасится). При этом формируется импульс напряжения на нагрузочном резисторе  $R_n$ .

Импульс тока, вызванный термогенерированным носителем заряда, называется темновым ( $t$ ), а импульс, инициируемый фотоном, — сигнальным ( $s$ ). Когда на ЛФД подаётся слабое оптическое излучение, на его выходе регистрируется смесь темновых и сигнальных импульсов ( $st$ ).

Импульсы, выделенные на сопротивлении нагрузки  $R_n$ , поступают на вход усилителя (У), а затем на вход амплитудного дискриминатора (Д), порог амплитудной селекции которого установлен непосредственно над уровнем собственных шумов усилителя. В процессе проводимых измерений величина порога оставалась постоянной. Импульсы, сфор-

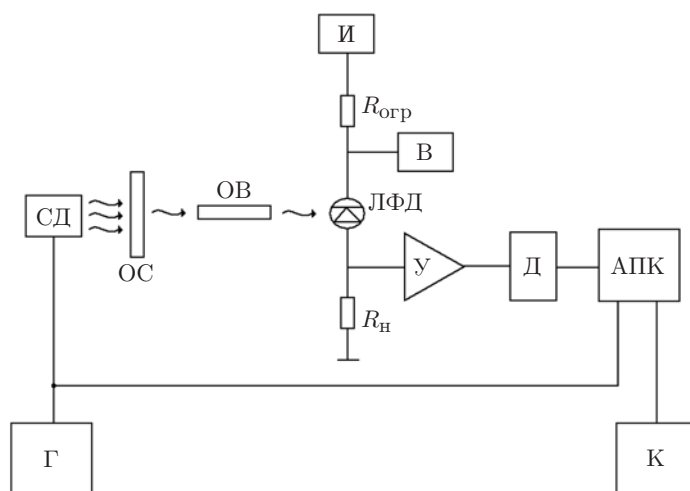


Рис. 1

мированные по длительности и амплитуде, с выхода дискриминатора поступают на вход измерительного аппаратно-программного комплекса (АПК). Работа такого комплекса синхронизируется с работой генератора ( $\Gamma$ ) прямоугольных импульсов напряжения. На выходе генератора формируется меандр с максимальным значением напряжения 5 В, минимальным — 0 В и периодом  $T$ , длительность которого можно регулировать. Это импульсное напряжение подаётся на управляющий вход АПК и одновременно используется для питания светодиода (СД) марки АЛ307А с длиной волны оптического излучения 0,68 мкм. Излучение СД ослабляется нейтральным светофильтром (ОС) и попадает на ЛФД через оптическое волокно (ОВ). В течение времени  $\tau_b = T/2$ , когда напряжение питания на светодиоде равно 0 В, АПК подсчитывает число темновых импульсов  $N_t$ , а при напряжении 5 В подсчитывается смесь темновых и сигнальных импульсов  $N_{st}$ . Посчитанное количество импульсов передаётся в компьютер (К), где формируются отдельно массивы из числа темновых и смеси темновых и сигнальных импульсов. По данным, занесённым в массивы, рассчитываются статистические распределения темновых  $P_t(N)$  и смеси темновых и сигнальных импульсов  $P_{st}(N)$ , на основании которых вычисляется пропускная способность оптического канала связи. Эти распределения имеют схожий вид для исследуемых типов ЛФД, поэтому на рис. 2 в качестве примера приведены типичные статистические распределения числа темновых импульсов  $P_t(N)$  (кружки) и смеси темновых и сигнальных импульсов  $P_{st}(N)$  (квадраты) фотодиодов со структурой  $p^+n-n^+$ .

Пропускная способность оптического канала связи, содержащего в качестве приёмного модуля счётчик фотонов, характеризуется скоростью передачи информации  $C$ , задаваемой как количество информации  $I$ , приходящееся на среднее время передачи одного бита  $\tau_b$  [5, 6]:

$$C = \frac{I}{\tau_b} = \frac{H(B) - H(B/A)}{\tau_b}, \quad (1)$$

где  $H(B)$  — энтропия на выходе канала связи (входе счётчика фотонов);  $H(B/A)$  — условная энтропия, определяющая ненадёжность канала или потери информации при воздействии помех. Максимальное значение скорости передачи информации задаёт пропускную способность канала связи  $C_{\max}$ .

При двоичном кодировании информации оптическими импульсами, состоящими из отдельных фотонов, считаем, что основной вклад в помехи вносит сам счётчик фотонов, а помехами, возникающими в канале оптической связи при распространении фотонов, можно пренебречь.

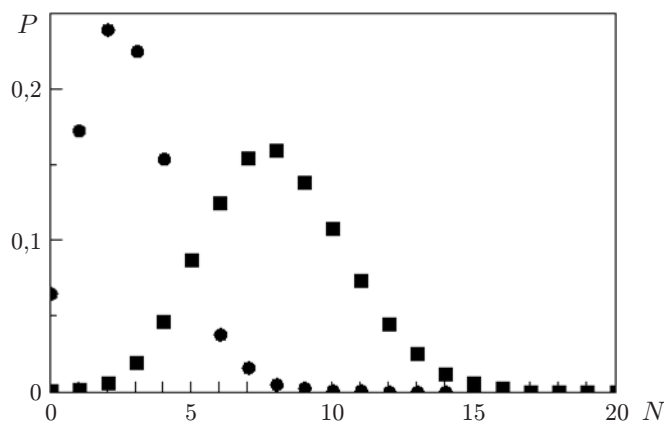


Рис. 2

При двоичном кодировании значения  $H(B)$  и  $H(B/A)$  зависят от вероятности  $P(0/1)$  регистрации на выходе канала связи символа «0» при наличии на входе «1» и от вероятности  $P(1/0)$  регистрации на выходе канала связи «1» при наличии на входе «0». В свою очередь, эти вероятности будут определяться распределениями  $P_{st}(N)$  и  $P_t(N)$  соответственно.

Пороговый уровень регистрации  $N_n$  — наименьшее число зарегистрированных на выходе счётчика фотонов импульсов, при котором делается вывод, что передан символ «1». Отметим, что при регистрации большего числа импульсов, чем  $N_n$ , также считается, что передан символ «1». Если число импульсов меньше  $N_n$ , то принимается решение, что передан символ «0». Поэтому выбор  $N_n$  будет определяться статистическими распределениями  $P_{st}(N)$  и  $P_t(N)$  по аналогии с выбором порогового уровня, приведённого в [7]. Следовательно, вероятности  $P(1/0)$  и  $P(0/1)$  будут иметь вид

$$P(1/0) = 1 - \sum_{N=0}^{N_n} P_t(N); \quad P(0/1) = \sum_{N=0}^{N_n} P_{st}(N). \quad (2)$$

Поскольку  $P(1/0) \neq P(0/1)$ , канал связи является несимметричным и энтропия  $H(B)$  [6, 8] запишется в виде

$$H(B) = -P'_s(0) \log_2 P'_s(0) - P'_s(1) \log_2 P'_s(1), \quad (3)$$

где  $P'_s(0)$  и  $P'_s(1)$  — вероятности появления на выходе канала связи символов «0» и «1» соответственно. Согласно [9] входящие в формулу (3) вероятности  $P'_s(0)$  и  $P'_s(1)$  вычисляются как

$$P'_s(0) = P_s(0)P(0/0) + P_s(1)P(0/1) = P_s(0) \sum_{N=0}^{N_n} P_t(N) + P_s(1) \sum_{N=0}^{N_n} P_{st}(N); \quad (4)$$

$$P'_s(1) = 1 - P'_s(0) = 1 - \left[ P_s(0) \sum_{N=0}^{N_n} P_t(N) + P_s(1) \sum_{N=0}^{N_n} P_{st}(N) \right],$$

где  $P(0/0)$  — вероятность регистрации на выходе канала связи «0» при наличии на входе «0»;  $P_s(0)$  и  $P_s(1)$  — вероятности формирования источником информации символов «0» и «1» соответственно.

Подставляя в выражение (3) формулы (4), получим

$$H(B) = - \left( P_s(0) \sum_{N=0}^{N_n} P_t(N) + P_s(1) \sum_{N=0}^{N_n} P_{st}(N) \right) \times$$

$$\times \log_2 \left( P_s(0) \sum_{N=0}^{N_n} P_t(N) + P_s(1) \sum_{N=0}^{N_n} P_{st}(N) \right) -$$

$$- \left( 1 - \left[ P_s(0) \sum_{N=0}^{N_n} P_t(N) + P_s(1) \sum_{N=0}^{N_n} P_{st}(N) \right] \right) \times$$

$$\times \log_2 \left( 1 - \left[ P_s(0) \sum_{N=0}^{N_n} P_t(N) + P_s(1) \sum_{N=0}^{N_n} P_{st}(N) \right] \right). \quad (5)$$

Условная энтропия

$$\begin{aligned} H(B/A) &= -P_s(0)[P(0/0) \log_2 P(0/0) + P(1/0) \log_2 P(1/0)] - \\ &\quad - P_s(1)[P(0/1) \log_2 P(0/1) + P(1/1) \log_2 P(1/1)] = \\ &= -P_s(0)[(1 - P(1/0)) \log_2(1 - P(1/0)) + P(1/0) \log_2 P(1/0)] - \\ &\quad - P_s(1)[P(0/1) \log_2 P(0/1) + (1 - P(0/1)) \log_2(1 - P(0/1))], \end{aligned} \quad (6)$$

где  $P(1/1)$  — вероятность регистрации на выходе канала связи «1» при наличии на входе «1».

С учётом (2) запишем выражение (6) в виде

$$\begin{aligned} H(B/A) &= -P_s(0) \left[ \sum_{N=0}^{N_n} P_t(N) \log_2 \left( \sum_{N=0}^{N_n} P_t(N) \right) + \left( 1 - \sum_{N=0}^{N_n} P_t(N) \right) \log_2 \left( 1 - \sum_{N=0}^{N_n} P_t(N) \right) \right] - \\ &\quad - P_s(1) \left[ \left( \sum_{N=0}^{N_n} P_{st}(N) \right) \log_2 \left( \sum_{N=0}^{N_n} P_{st}(N) \right) + \left( 1 - \sum_{N=0}^{N_n} P_{st}(N) \right) \log_2 \left( 1 - \sum_{N=0}^{N_n} P_{st}(N) \right) \right]. \end{aligned} \quad (7)$$

Подстановкой (5) и (7) в выражение (1) определим скорость передачи информации:

$$\begin{aligned} C &= \left\{ - \left( P_s(0) \sum_{N=0}^{N_n} P_t(N) + P_s(1) \sum_{N=0}^{N_n} P_{st}(N) \right) \times \right. \\ &\quad \times \log_2 \left( P_s(0) \sum_{N=0}^{N_n} P_t(N) + P_s(1) \sum_{N=0}^{N_n} P_{st}(N) \right) - \\ &\quad \left. - \left( 1 - \left[ P_s(0) \sum_{N=0}^{N_n} P_t(N) + P_s(1) \sum_{N=0}^{N_n} P_{st}(N) \right] \right) \times \right. \\ &\quad \times \log_2 \left( 1 - \left[ P_s(0) \sum_{N=0}^{N_n} P_t(N) + P_s(1) \sum_{N=0}^{N_n} P_{st}(N) \right] \right) + \\ &\quad \left. + P_s(0) \left[ \left( \sum_{N=0}^{N_n} P_t(N) \right) \log_2 \left( \sum_{N=0}^{N_n} P_t(N) \right) + \left( 1 - \sum_{N=0}^{N_n} P_t(N) \right) \times \right. \right. \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} & \times \log_2 \left( 1 - \sum_{N=0}^{N_n} P_t(N) \right) \Big] + P_s(1) \left[ \left( \sum_{N=0}^{N_n} P_{st}(N) \right) \log_2 \left( \sum_{N=0}^{N_n} P_{st}(N) \right) + \right. \\ & \left. + \left( 1 - \sum_{N=0}^{N_n} P_{st}(N) \right) \log_2 \left( 1 - \sum_{N=0}^{N_n} P_{st}(N) \right) \right] \Big] \frac{1}{\tau_b}. \end{aligned} \quad (8)$$

Скорость передачи имеет максимальное значение  $C_{\max}$ , когда энтропия  $H(B)$  достигает своего максимального значения. Согласно свойствам энтропии [6] она равна максимуму при  $P_s(0) = P_s(1) = 0,5$ . Поэтому формулу (8) можно записать в виде

$$\begin{aligned} C_{\max} = & \left\{ -0,5 \left( \sum_{N=0}^{N_n} P_t(N) + \sum_{N=0}^{N_n} P_{st}(N) \right) \log_2 \left( 0,5 \left( \sum_{N=0}^{N_n} P_t(N) + \sum_{N=0}^{N_n} P_{st}(N) \right) \right) - \right. \\ & - \left( 1 - 0,5 \left( \sum_{N=0}^{N_n} P_t(N) + \sum_{N=0}^{N_n} P_{st}(N) \right) \right) \log_2 \left( 1 - 0,5 \left( \sum_{N=0}^{N_n} P_t(N) + \sum_{N=0}^{N_n} P_{st}(N) \right) \right) + \\ & + 0,5 \left[ \left( \sum_{N=0}^{N_n} P_t(N) \right) \log_2 \left( \sum_{N=0}^{N_n} P_t(N) \right) + \left( 1 - \sum_{N=0}^{N_n} P_t(N) \right) \log_2 \left( 1 - \sum_{N=0}^{N_n} P_t(N) \right) \right] + \\ & + 0,5 \left[ \left( \sum_{N=0}^{N_n} P_{st}(N) \right) \log_2 \left( \sum_{N=0}^{N_n} P_{st}(N) \right) + \right. \\ & \left. + \left( 1 - \sum_{N=0}^{N_n} P_{st}(N) \right) \log_2 \left( 1 - \sum_{N=0}^{N_n} P_{st}(N) \right) \right] \Big] \frac{1}{\tau_b}. \end{aligned} \quad (9)$$

На основании формулы (9) вычисляется скорость передачи информации путём подстановки экспериментально полученных распределений  $P_{st}(N)$  и  $P_t(N)$ .

Все исследования проводились при температуре 293 К. Длительность периода  $T$  следования импульсов генератора равнялась 200 мкс.

**Результаты эксперимента.** Поскольку для различных типов ЛФД напряжения пробоя  $U_{\text{пр}}$  были различными, то при сравнении зависимостей их характеристик от напряжения обратного смещения использовалось перенапряжение  $\Delta U = U_n - U_{\text{пр}}$ . Напряжения пробоя были определены на основании вольт-амперных характеристик ЛФД по методике, описанной в [10], и составили  $U_{\text{пр}} = 249,7$  В для  $p^+n-\nu-n^+$  и  $U_{\text{пр}} = 190,7$  В для  $n^+p-\pi-p^+$ .

На рис. 3 приведены зависимости скорости счёта импульсов ( $n$ ) и скорости передачи информации от перенапряжения ЛФД: кривая 1 —  $n_t$  для  $p^+n-\nu-n^+$ ; 2 —  $n_s$  для  $p^+n-\nu-n^+$ ; 3 —  $n_t$  для  $n^+p-\pi-p^+$ ; 4 —  $n_s$  для  $n^+p-\pi-p^+$ ; 5 — скорость передачи информации для  $p^+n-\nu-n^+$ ; 6 — скорость передачи информации для  $n^+p-\pi-p^+$ . Измерения выполнены при постоянных значениях мощности оптического сигнала  $W$  и порогового уровня  $N_n = 2$ . Пороговый уровень можно выбрать и другим, отличным от 2, но при сравнении

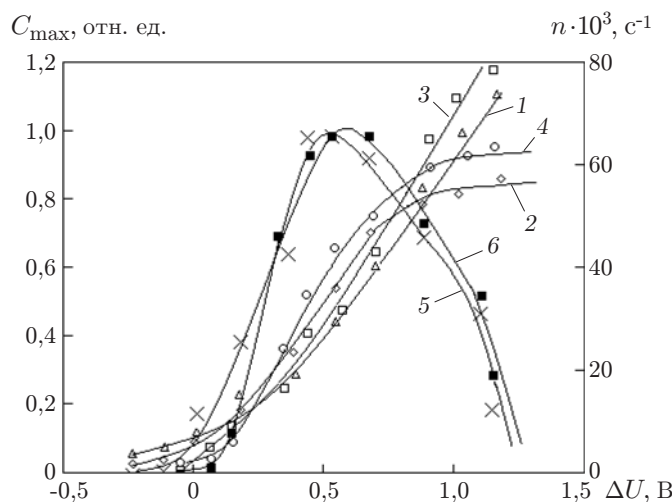


Рис. 3

значений  $C_{\max}$  для различных перенапряжений следует фиксировать  $N_n$  постоянным, как и мощность оптического сигнала  $W$ . Отметим, что при других значениях  $N_n$  зависимости  $C_{\max}(\Delta U)$  были схожими. Для всех типов исследуемых ЛФД эти зависимости имели максимум. Для ЛФД со структурой  $p^+n-\nu-n^+$  максимуму скорости передачи информации соответствовало перенапряжение  $\Delta U = 0,5$  В, а для ЛФД со структурой  $n^+p-\pi-p^+$  — перенапряжение  $\Delta U = 0,6$  В. Максимум  $C_{\max}$  достигается при значениях  $\Delta U$ , для которых  $n_t < n_s$  и наблюдается наибольшая разность между скоростями счёта темновых  $n_t$  и сигнальных  $n_s$  импульсов. Рост зависимостей  $C_{\max}(\Delta U)$  в диапазоне 0,2–0,5 В для ЛФД со структурой  $p^+n-\nu-n^+$  и в диапазоне 0,1–0,6 В для ЛФД со структурой  $n^+p-\pi-p^+$  связан с увеличением квантовой эффективности регистрации счётчика фотонов с повышением перенапряжения. Об этом свидетельствует поведение зависимостей  $n_s(\Delta U)$  (кривые 2 и 4). Значительного влияния увеличения скорости счёта темновых импульсов в этих диапазонах  $\Delta U$  на скорость передачи информации не оказывается.

При значениях  $\Delta U > 0,5$  В для ЛФД со структурой  $p^+n-\nu-n^+$  и при  $\Delta U > 0,6$  В для ЛФД со структурой  $n^+p-\pi-p^+$  увеличение скорости счёта темновых импульсов приводит к уменьшению скорости передачи информации. Это связано с тем, что при таких значениях перенапряжения  $n_t$  приближается к  $n_s$  и при дальнейшем увеличении  $\Delta U$  превышает её, а квантовая эффективность регистрации с ростом перенапряжения изменяется незначительно, поскольку наблюдается насыщение зависимостей  $n_s(\Delta U)$  исследуемых типов ЛФД (см. рис. 3).

Зависимости скорости передачи информации от мощности оптического сигнала  $W$  представлены на рис. 4. Измерения выполнены при постоянных значениях  $N_n$  и  $\Delta U$ . Каждая зависимость имеет максимум, наличие которого объясняется проявлением эффекта «мёртвого времени» ЛФД, в результате чего часть фотонов излучения не регистрируется. При малых мощностях оптического сигнала этим эффектом можно пренебречь. Однако с увеличением  $W$  количество незарегистрированных фотонов растёт, что и приводит к уменьшению скорости передачи информации. Поэтому с увеличением  $W$  вначале наблюдается рост величины  $C_{\max}$ , а затем её спад. Для ЛФД со структурой  $p^+n-\nu-n^+$  (кривая 2) спад зависимости  $C_{\max}$  от мощности оптического сигнала наблюдался при меньших значениях  $W$ , чем для фотодиодов со структурой  $n^+p-\pi-p^+$  (кривая 1). Это связано с тем, что величина мёртвого времени ( $\tau_d = 1,2$  мкс) для ЛФД со структурой  $p^+n-\nu-n^+$  больше по сравнению с такой величиной ( $\tau_d = 1,0$  мкс) для ЛФД со структурой  $n^+p-\pi-p^+$ .

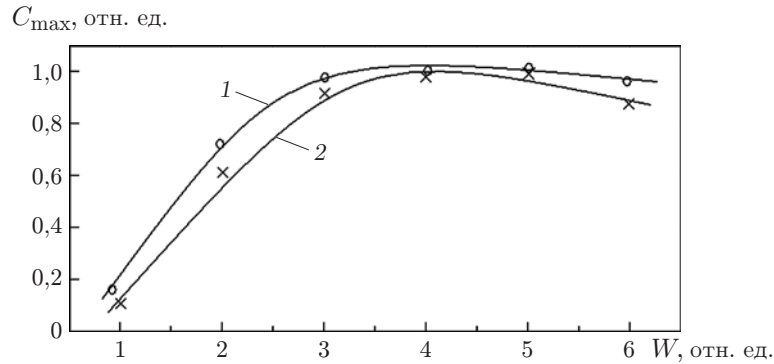


Рис. 4

На основании результатов измерений были получены величины  $C_{\max} \approx 100$  Кбит/с при мощности оптического сигнала  $W = 3,0 \cdot 10^{-12}$  Вт, подаваемого на ЛФД со структурой  $n^+p-\pi-p^+$ , и  $C_{\max} \approx 90$  Кбит/с при  $W = 3,3 \cdot 10^{-12}$  Вт для ЛФД со структурой  $p^+n-\nu-n^+$ . Такое различие скоростей обусловлено разными значениями мёртвых времён и квантовых эффективностей регистрации исследуемых типов ЛФД.

На рис. 5 показаны зависимости скорости передачи информации от величины порогового уровня  $N_n$  для различных мощностей оптического сигнала и постоянной скорости счёта темновых импульсов ( $n_t = 10^4$  с $^{-1}$ ). Поведение этих зависимостей при изменении  $N_n$  было одинаковым для обоих типов исследуемых структур ЛФД, поэтому представлены зависимости только для ЛФД со структурой  $n^+p-\pi-p^+$ . При проведении исследования были выбраны значения  $W$ , для которых эффект мёртвого времени не наблюдался (кривые 1–4 — мощности оптических сигналов  $W_1$ – $W_4$  соответственно,  $W_1 < W_2 < W_3 < W_4$ ). С увеличением мощности оптического сигнала положение максимума зависимости  $C_{\max}(N_n)$  смещается в сторону больших  $N_n$ , а значение максимума увеличивается. Это связано с тем, что при  $n_t \geq n_s$  существует достаточно большая вероятность ошибочной регистрации символа «1» при наличии на входе системы «0» и символа «0» при наличии на входе системы «1», что, в свою очередь, не позволяет получить высокую скорость передачи данных. С увеличением  $W$  скорость счёта сигнальных импульсов начинает превосходить скорость счёта темновых импульсов. Это приводит к уменьшению вероятности ошибочной

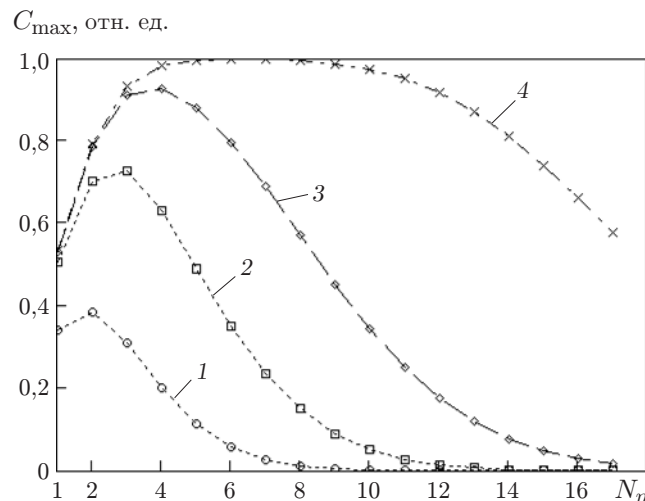


Рис. 5



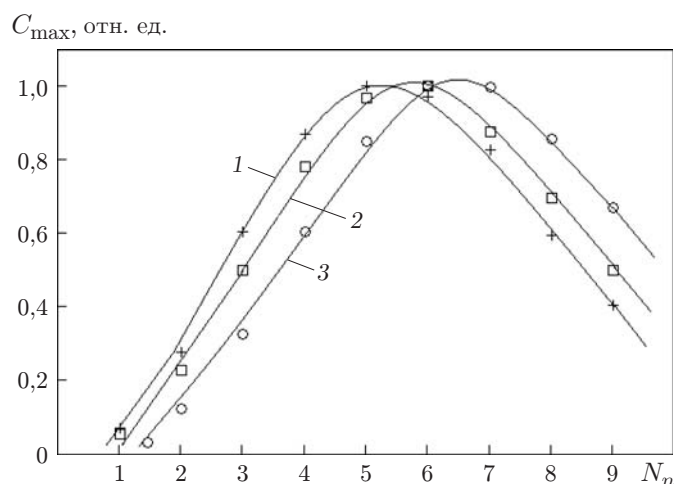


Рис. 6

регистрации и соответственно влечёт рост  $C_{\max}$ . Отметим, что полученные при измерениях статистические распределения  $P_{st}(N)$  и  $P_t(N)$  имели по одному явно выраженному максимуму и были подобны распределению Пуассона. С увеличением мощности оптического излучения максимальное значение вероятности в распределении  $P_{st}(N)$  смещается относительно максимальной вероятности  $P_t(N)$  в сторону больших величин  $N_n$ . Поэтому с ростом  $W$  увеличивается  $N_n$ , при котором достигается максимальная скорость передачи данных.

На рис. 6 приведены зависимости скорости передачи информации от порогового уровня для различных скоростей счёта темновых импульсов (кривая 1 —  $n_t = 2,4 \cdot 10^4 \text{ с}^{-1}$ ; 2 —  $n_t = 3,2 \cdot 10^4 \text{ с}^{-1}$ ; 3 —  $n_t = 5,0 \cdot 10^4 \text{ с}^{-1}$ ) и постоянной мощности оптического сигнала. Поведение этих зависимостей при изменении величины  $N_n$  было одинаковым для обоих типов исследуемых структур ЛФД, поэтому зависимости даны только для ЛФД со структурой  $n^+p\text{-}\pi\text{-}p^+$ . Положение максимума зависимости  $C_{\max}(N_n)$  определяется скоростью счёта темновых импульсов, увеличение которой приводит к смещению максимума  $C_{\max}(N_n)$  в сторону больших значений  $N_n$ .

Наличие максимумов у полученных зависимостей, представленных на рис. 5 и 6, свидетельствует о том, что для достижения наибольшей скорости передачи информации особое внимание необходимо уделять выбору порогового уровня.

**Заключение.** Согласно результатам данной работы можно сделать вывод, что для получения максимального значения скорости передачи информации по оптическому каналу связи, содержащему в качестве приёмного модуля счётчик фотонов на лавинном фотодиоде, необходимо подбирать оптимальные напряжение обратного смещения ЛФД, мощность оптического сигнала, транслируемого по каналу, и пороговый уровень регистрации.

## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Килин С. Я., Хорошко Д. Б., Низовцев А. П. и др. Квантовая криптография: идеи и практика. Минск: Белорус. наука, 2007. 391 с.
2. Курочкин В. Л., Рябцев И. И., Неизвестный И. Г. Экспериментальная установка для квантовой криптографии с одиночными поляризованными фотонами // ЖТФ. 2005. **75**, вып. 6. С. 54–58.

3. Курочкин В. Л., Зверев А. В., Курочкин Ю. В. и др. Применение детекторов одиночных фотонов для генерации квантового ключа в экспериментальной оптоволоконной системе связи // Автометрия. 2009. 45, № 4. С. 110–119.
4. Гулаков И. Р., Залесский В. Б., Зеневич А. О. и др. Исследование статистического распределения одноквантовых импульсов лавинных фотоприемников // Приборы и техника эксперимента. 2010. № 4. С. 92–97.
5. Панфилов И. П., Дырда В. Е. Теория электрической связи: Учебник для вузов. М.: Радио и связь, 1991. 344 с.
6. Алексеева Т. В., Добаткина Н. В., Кожанова Г. К. Теория электрической связи: Учеб. пособие. М.: МИС, 1991. 58 с.
7. Ветохин С. С., Гулаков И. Р., Перцев А. Н. и др. Одноэлектронные фотоприемники. М.: Атомиздат, 1979. 189 с.
8. Назаров М. В., Прохоров Ю. Н. Теория электрической связи: Учеб. пособие. М.: МИС, 1990. 71 с.
9. Зюко А. Г., Коробов Ю. Ф. Теория передачи сигналов. М.: Связь, 1972. 280 с.
10. Грехов И. В., Сережкин Ю. Н. Лавинный пробой  $p$ - $n$ -перехода в полупроводниках. Л.: Энергия, 1980. 152 с.

*Поступила в редакцию 15 июня 2010 г.*

---