

**И. Р. Гулаков, А. О. Зеневиц, О. В. Кочергина, Т. А. Матковская**

*Белорусская государственная академия связи, Минск, Республика Беларусь*

## **ХАРАКТЕРИСТИКИ ГЕРМАНИЕВЫХ ЛАВИННЫХ ФОТОДИОДОВ В РЕЖИМЕ СЧЕТА ФОТОНОВ**

**Аннотация.** Проведено исследование характеристик германиевых лавинных фотодиодов, работающих в режиме счета фотонов в фотоприемных устройствах волоконно-оптических линий связи, используемых в квантовых криптографических системах. В частности, установлено, при какой наибольшей температуре возможна реализация режима счета фотонов, также рассмотрено влияние температуры и перенапряжения на чувствительность фотодиодов. Для проведения исследований разработана экспериментальная установка. Определено, что наибольшая температура окружающей среды, при которой германиевые лавинные фотодиоды ЛФД-2 работают в режиме счета фотонов, составляет 243 К. Установлено, что наибольшая чувствительность этих фотодиодов соответствует диапазону длин волн оптического излучения 1310÷1490 нм. Понижение температуры приводит к увеличению чувствительности фотодиодов. Показано, что зависимость отношения сигнал/шум от перенапряжения имеет максимум, соответствующий перенапряжению  $\Delta U = 0,1$  В. Понижение температуры приводило к увеличению чувствительности и отношения сигнал/шум. Также установлено, что при работе лавинного фотодиода в режиме счета фотонов для обеспечения максимальной чувствительности необходимо выбирать перенапряжение, соответствующее максимуму отношения сигнал/шум. Полученные результаты могут быть использованы в квантовых криптографических системах, технических средствах защиты информации, передаваемой по волоконно-оптическим линиям связи, и для метрологии однофотонных источников излучения.

**Ключевые слова:** германиевый лавинный фотодиод, температура, счет фотонов, чувствительность, отношение сигнал/шум

**Для цитирования:** Характеристики германиевых лавинных фотодиодов в режиме счета фотонов / И. Р. Гулаков [и др.] // Вес. Нац. акад. навук Беларусі. Сер. фіз.-тэхн. навук. – 2022. – Т. 67, № 2. – С. 222–229. <https://doi.org/10.29235/1561-8358-2022-67-2-222-229>

**Ivan R. Gulakov, Andrey O. Zenevich, Olga V. Kochergina, Tatiana A. Matkovskaya**

*Belarusian State Academy of Communications, Minsk, Republic of Belarus*

## **STUDY OF THE CHARACTERISTICS OF GERMANIUM AVALANCHE PHOTODIODES IN THE PHOTON COUNTING MODE**

**Abstract.** A study was made of the characteristics of photodetectors for fiber-optic communication lines using quantum cryptographic systems – germanium avalanche photodiodes operating in the photon counting mode. In particular, it was established at what highest temperature the implementation of the photon counting mode is possible, and the influence of temperature and overvoltage on the sensitivity of photodiodes is also considered. An experimental setup has been developed for the research. It has been determined that the highest ambient temperature at which LFD-2 germanium avalanche photodiodes operate in the photon counting mode is 243 K. It has also been found that the highest sensitivity of germanium avalanche photodiodes corresponds to the optical radiation wavelength range of 1310÷1490 nm. Lowering the temperature leads to an increase in the sensitivity of germanium avalanche photodiodes. It was found that the dependence of the signal-to-noise ratio on overvoltage has a maximum corresponding to overvoltage  $\Delta U = 0.1$  V. Lowering the temperature led to an increase in sensitivity and signal-to-noise ratio. Since there was no shift in the maximum dependence of the signal-to-noise ratio on the overvoltage, it was therefore concluded that when the avalanche photodiode operates in the photon counting mode, in order to ensure maximum sensitivity, it is necessary to select the overvoltage corresponding to the maximum signal-to-noise ratio. The results obtained can be used in quantum cryptographic systems, technical means of protecting information transmitted over fiber-optic communication lines, and for the metrology of single-photon radiation sources.

**Keywords:** germanium avalanche photodiode, temperature, photon counting, sensitivity, ratio/noise

**For citation:** Gulakov I. R., Zenevich A. O., Kochergina O. V., Matkovskaya T. A. Study of the characteristics of germanium avalanche photodiodes in the photon counting mode. *Vestsi Natsyonal'nai akademii navuk Belarusi. Seryya fizika-technichnykh navuk = Proceedings of the National Academy of Sciences of Belarus. Physical-technical series*, 2022, vol. 67, no. 2, pp. 222–229 (in Russian). <https://doi.org/10.29235/1561-8358-2022-67-2-222-229>

**Введение.** В настоящее время для обеспечения защиты данных, передаваемых по волоконно-оптическим линиям связи, используются квантовые криптографические системы [1, 2]. Это обусловлено тем, что системы квантовой криптографии, в основу которых положены принципы квантовой механики, позволяют обеспечить абсолютную защищенность транслируемой информации. В указанных системах в качестве фотоприемных устройств используются лавинные фотоприемники, работающие в режиме счета фотонов [3].

В современных волоконно-оптических линиях связи для передачи данных применяются одномодовые оптические волокна. По таким оптическим волокнам данные транслируются оптическим излучением со следующими длинами волн  $\lambda$ : 1310, 1490, 1550 и 1625 нм [4]. Наиболее часто для регистрации оптического излучения с такими длинами волн используются лавинные фотоприемники на соединениях  $A^{III}B^V$ . Для реализации режима счета фотонов при помощи таких фотоприемников необходимо их охлаждение до температуры 240 К и ниже [5]. Другими достаточно перспективными фотоприемниками для использования их в квантовых криптографических системах являются германиевые лавинные фотодиоды (ЛФД) [6]. Это связано с тем, что они обладают достаточно хорошей чувствительностью ко всем отмеченным выше длинам волн оптического излучения. Однако в настоящее время характеристики германиевых ЛФД в режиме счета фотонов на длинах волн  $\lambda = 1310, 1490, 1550$  и  $1625$  нм недостаточно изучены. Также не установлено, при какой наибольшей температуре для этих ЛФД возможна реализация режима счета фотонов. Все это и определило цель данной работы.

**Экспериментальная установка и методика измерений.** В качестве объектов исследования использовались серийно выпускаемые германиевые лавинные фотодиоды ЛФД-2. Для проведения измерений из партии случайным образом были отобраны три лавинных фотодиода. Структурная схема экспериментальной установки приведена на рис. 1.

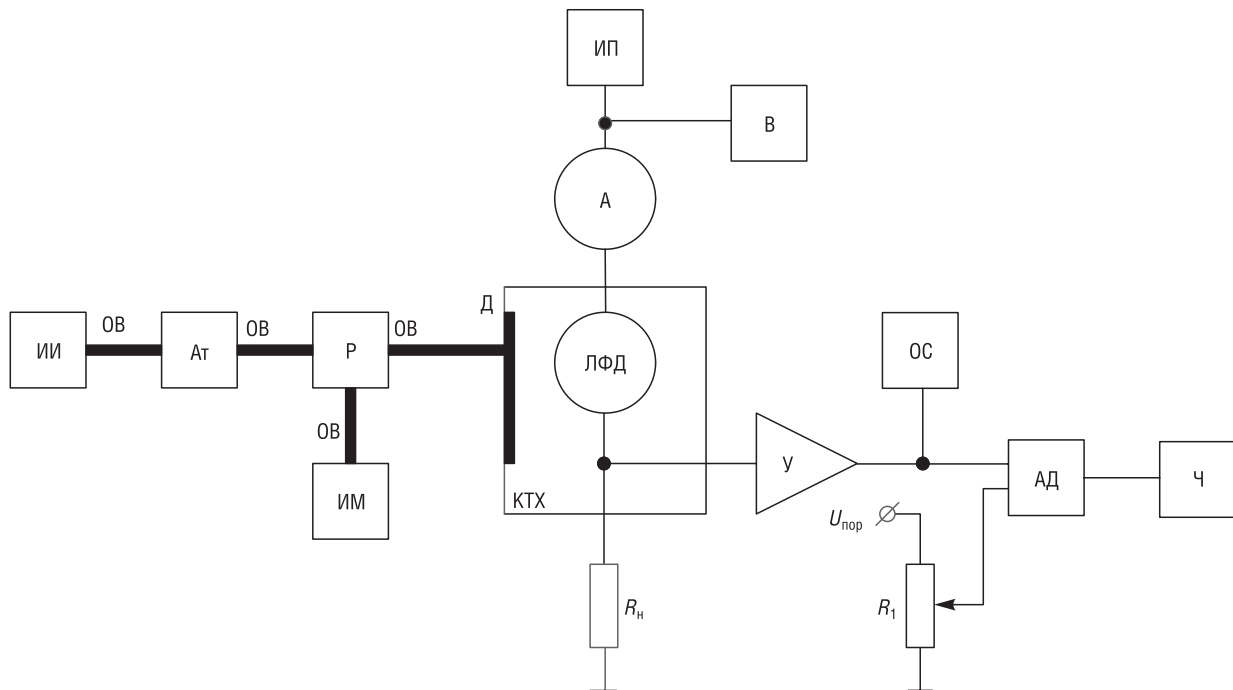


Рис. 1. Структурная схема экспериментальной установки: ИИ – источник излучения (набор полупроводниковых лазеров); Ат – аттенюатор; Р – разветвитель; ИМ – измеритель мощности; У – усилитель; Ч – частотомер; АД – амплитудный дискриминатор; ИП – источник питания фотоприемника; В – вольтметр; А – амперметр; КТХ – камера тепла и холода;  $R_n$  – сопротивление нагрузки; Д – диафрагма; ОС – осциллограф; ЛФД – лавинный фотодиод;  $R_1$  – переменный резистор;  $U_{пор}$  – пороговое напряжение

Fig. 1. Block diagram of the experimental setup: ИИ – radiation source (a set of semiconductor lasers); Ат – Attenuator; Р – splitter; ИМ – power meter; У – amplifier; Ч – frequency meter; АД – amplitude discriminator; ИП – power supply for the photodetector; В – voltmeter; А – ammeter; КТХ – heat and cold chamber;  $R_n$  – load resistance; Д – diaphragm; ОС – oscilloscope; ЛФД – avalanche photodiode;  $R_1$  – variable resistor;  $U_{пор}$  – threshold voltage

Оптическое излучение от источника излучения (ИИ), в качестве которого использовался набор полупроводниковых лазеров с длинами волн  $\lambda = 1310, 1490, 1550, 1625$  нм, поступает в оптическое волокно (ОВ). Выбранные длины волн излучения соответствуют окнам прозрачности оптоволокна и обеспечивают слабое затухание сигнала при передаче. Изменяя коэффициент ослабления аттенюатора (Ат) можно регулировать мощность оптического излучения. Разветвитель (Р) разделяет оптическое излучение таким образом, что 50 % этого излучения подается на фотоприемник, а 50 % – на измеритель мощности (ИМ). В качестве измерителя мощности использовался прибор МТР-6000, работающий в режиме оптического тестера.

Лавинный фотодиод располагается в камере тепла и холода (КТХ), которая позволяет изменять температуру внутри нее в диапазоне от 313 до 213 К. Данный температурный диапазон выбран на основании того, что ЛФД наиболее часто эксплуатируются именно при указанных температурах. Режим счета фотонов реализуется по схеме пассивного гашения лавины [6], когда ЛФД включается последовательно с нагрузочным резистором  $R_n$  (см. рис. 1). От источника питания (ИП) на лавинный фотодиод подается напряжение питания близкое или превышающее напряжение пробоя  $p-n$ -перехода. Если при таком напряжении в область микроплазменного пробоя  $p-n$ -перехода попадает фото- или термогенерированный носитель заряда, то он инициирует лавинный пробой. В момент возникновения пробоя протекающий через ЛФД ток резко возрастает и падение напряжения на  $R_n$  значительно увеличивается, что приводит к уменьшению падения напряжения на фотодиоде. В результате этого лавина гасится. Для восстановления напряжения на ЛФД до первоначальной величины требуется некоторое время, то есть после каждого импульса наступает отрезок мертвого времени неопределенной длительности, когда ЛФД нечувствителен к поступающему на него оптическому излучению.

Импульсы, образованные термогенерированными носителями заряда, далее будем называть темновыми импульсами, а образованные фотогенерированными носителями заряда – сигнальными импульсами. Напряжение питания ЛФД контролировали вольтметром (В), а протекающий через фотодиод ток – амперметром (А). Величина нагрузочного резистора  $R_n = 1$  кОм, что соответствует минимальному значению сопротивления, при котором возможна реализация режима счета фотонов.

Импульсы напряжения с  $R_n$  усиливаются широкополосным импульсным усилителем (У) и поступают на вход амплитудного дискриминатора (АД). Порог амплитудной селекции АД выбирался выше уровня собственных шумов усилителя и устанавливался при помощи переменного резистора ( $R_1$ ). Также вид импульсов, их амплитуда и длительность на выходе усилителя контролировались осциллографом (ОС).

Дискриминатор выделял из потока импульсов усилителя лишь те из них, амплитуда которых превышала порог амплитудной селекции. На выходе АД формировались стандартизированные по амплитуде и длительности импульсы, частота следования которых регистрировалась частотомером (Ч).

Камера тепла и холода (КТХ) экспериментальной установки имеет специальное окно с диафрагмой. При закрытой диафрагме оптическое излучение не поступает на ЛФД и происходит регистрация темнового тока  $I_t$ , протекающего через ЛФД, и количества темновых импульсов  $N_t$ , сформированных на резисторе  $R_n$  за время накопления сигнала  $t$ . При открытой диафрагме излучение подается на ЛФД и происходит регистрация тока засветки  $I_{ст}$  и смеси сигнальных и темновых импульсов  $N$  за время  $t$ .

В ходе исследования фототок ЛФД  $I_\phi$  определялся как  $I_\phi = I_{ст} - I_t$ . Количество сигнальных импульсов, образованных на резисторе  $R_n$  за время накопления сигнала  $t$ , рассчитывалось по формуле  $N_c = N - N_t$ . Исходя из этих данных определялась скорость счета темновых  $n_t$  и сигнальных  $n_c$  импульсов. Под скоростью счета темновых импульсов  $n_t$  понималось количество импульсов, вызванных микроплазменным пробоем  $p-n$ -перехода фотоприемника и зарегистрированных за единицу времени в отсутствие засветки ( $t = 1$  с). За скорость счета сигнальных импульсов  $n_c$  принималось количество однофотонных импульсов, зарегистрированных за  $t = 1$  с.

Отношение сигнал/шум  $\rho$  рассчитывалось по формуле [7]

$$\rho = \frac{N_c}{\sqrt{N_c + 2N_T}}. \quad (1)$$

Поскольку исследуемые ЛФД имели различные напряжения пробоя  $U_{пр}$ , то для сравнения их характеристик между собой использовалась величина перенапряжения, определяемая согласно выражению  $\Delta U = U - U_{пр}$ , где  $U$  – напряжение питания фотодиода. Напряжение пробоя рассчитывалось по вольт-амперной характеристике в соответствии с методикой, описанной в [6].

Для исследования был выбран диапазон перенапряжений  $\Delta U = -0,1 \div 0,4$  В. Это связано с тем, что при  $\Delta U < -0,1$  В темновые и сигнальные импульсы на резисторе  $R_n$  не формировались, а при  $\Delta U > 0,4$  В значительно возрастает электрический ток, протекающий через ЛФД, что могло привести к тепловому пробоему  $p$ – $n$ -перехода.

**Результаты измерения и их обсуждение.** Выполненные измерения показали, что напряжение пробоя исследуемых ЛФД со снижением температуры уменьшается. Так, при температуре  $T = 313$  К напряжение пробоя составляло  $U_{пр} = 20,5$  В, а при  $T = 213$  К  $U_{пр} = 18,6$  В. В исследуемом температурном диапазоне зависимость напряжения пробоя от температуры была линейной. Коэффициент линейной зависимости  $U_{пр}$  от  $T$  для исследуемых ЛФД определялся как  $k = \Delta U_{пр} / \Delta T$ , где  $\Delta U_{пр}$  изменение напряжения пробоя при изменении температуры  $\Delta T$ , и был равен  $k = 19$  мВ/К.

Наибольшая температура, при которой был реализован режим счета фотонов на исследуемых ЛФД, составляла 243 К. Наиболее высокая температура, при которой начинают формироваться импульсы, вызванные микроплазменным пробоем  $p$ – $n$ -перехода ЛФД, равна 293 К. Однако выделить сигнальные импульсы на фоне темновых импульсов не представляется возможным.

Получено, что в исследуемом интервале перенапряжений и при  $n_c \leq 2,5 \cdot 10^5 \text{ с}^{-1}$  вид и амплитуды темновых и сигнальных импульсов, которые формировались на  $R_n$ , были неразличимы. Так, при  $T = 243$  К и перенапряжении  $\Delta U = 0$  В средняя амплитуда этих импульсов составляла 16 мВ, а длительность на полувысоте – 250 нс. При этом длительность фронта нарастания  $\tau_n$  была равна 40 нс, а длительность спада  $\tau_c$  – 160 нс. Длительности фронта нарастания и спада импульса определялись как интервал времени, в течение которого амплитуда этого импульса изменялась в пределах уровней от 0,1 до 0,9 от максимального значения, а длительность импульса – как время, в течение которого величина напряжения импульса превышает значение, соответствующее уровню 0,5 его амплитуды [6]. Для исследуемых перенапряжений длительность импульса, фронта нарастания и спада оставались постоянными.

При постоянной величине перенапряжения и интенсивностей регистрируемого оптического излучения, при которых  $n > 2,5 \cdot 10^5 \text{ с}^{-1}$ , амплитуда импульсов, формируемых на  $R_n$ , становилась меньше амплитуды темновых импульсов. Увеличение интенсивности приводило к уменьшению не только амплитуды импульсов, но и их скорости счета. При следующих значениях интенсивности оптического излучения для  $\Delta U = 0,4$  В и  $T = 243$  К наблюдалось прекращение формирования импульсов на  $R_n$ :  $J = 5,4$  мВт/см<sup>2</sup> для  $\lambda = 1310$  нм;  $J = 5,5$  мВт/см<sup>2</sup> для  $\lambda = 1490$  нм;  $J = 6,2$  мВт/см<sup>2</sup> для  $\lambda = 1550$  нм;  $J = 6,6$  мВт/см<sup>2</sup> для  $\lambda = 1625$  нм. С уменьшением перенапряжения значение интенсивности, при которой прекращалось формирование импульсов на резисторе, уменьшается. Так, при  $\Delta U = 0$  В и  $T = 243$  К:  $J = 1,0$  мВт/см<sup>2</sup> для  $\lambda = 1310$  нм;  $J = 1,1$  мВт/см<sup>2</sup> для  $\lambda = 1490$  нм;  $J = 1,3$  мВт/см<sup>2</sup> для  $\lambda = 1550$  нм;  $J = 1,4$  мВт/см<sup>2</sup> для  $\lambda = 1625$  нм. Указанная зависимость обусловлена тем, что при уменьшении перенапряжения уменьшается напряженность электрического поля в области пространственного заряда. Поэтому для компенсации уменьшенного значения напряженности электрического поля требуется меньшее количество свободных носителей заряда, а соответственно, более низкая интенсивность оптического излучения.

Такое изменение амплитуды импульсов можно объяснить тем, что после возникновения лавинного пробоя в ЛФД для восстановления напряженности электрического поля в его  $p$ – $n$ -переходе до допробойного значения требуется некоторое время. Если в промежуток времени восстановления напряженности на ЛФД поступит фотон оптического излучения, то он может быть

не зарегистрирован. В случае же регистрации фотона амплитуда импульса, создаваемая на  $R_n$ , будет меньше чем для импульса, сформированного при полном восстановлении напряженности электрического поля. Чем больше интенсивность оптического излучения, тем выше вероятность поступления на ЛФД фотона в промежуток времени восстановления напряженности электрического поля в его  $p$ - $n$ -переходе. При достаточно больших интенсивностях оптического излучения вероятность поступления фотона в такой промежуток времени становится близкой к единице, и напряженность электрического поля в этом случае не может восстановиться до допобойного значения. В результате этого импульсы на  $R_n$  не формируются.

Для  $n \leq 2,5 \cdot 10^5 \text{ c}^{-1}$  амплитуда импульсов, формируемых на  $R_n$ , увеличивалась с понижением температуры. Так, при температуре  $T = 213 \text{ K}$  средняя амплитуда этих импульсов увеличивалась в 1,5 раза по сравнению амплитудой при  $T = 243 \text{ K}$  и составляла 24 мВ. Увеличение амплитуды обусловлено тем, что понижение температуры приводит к уменьшению вероятности рассеяния свободных носителей заряда на колебаниях кристаллической решетки полупроводника, что увеличивает коэффициент умножения носителей заряда в область микроплазменного пробоя  $p$ - $n$ -перехода ЛФД.

При температуре  $T = 213 \text{ K}$  и перенапряжении  $\Delta U = 0 \text{ В}$  длительность фронта нарастания  $\tau_n$  этих импульсов не превышала 60 нс, а длительность спада  $\tau_c$  увеличилась до 190 нс. Длительность импульса на полувысоте при этом равнялась 270 нс.

Увеличение  $\tau_c$  с уменьшением температуры связано с ростом последовательного сопротивления  $R$  ЛФД, которое при температуре  $T = 243 \text{ K}$  имело значение  $R = 20,1 \text{ кОм}$ , а при  $T = 213 \text{ K}$  –  $R = 21,1 \text{ кОм}$ . При этом емкость ЛФД практически не изменялась.

На рис. 2 представлены зависимости скорости счета сигнальных импульсов от интенсивности регистрируемого оптического излучения  $J$ . Данные зависимости получены при  $T = 243 \text{ K}$  для  $\lambda = 1310 \text{ нм}$ . Для других исследуемых длин волн оптического излучения эти зависимости были аналогичными. Как видно из рис. 2, на всех зависимостях имеется линейный участок. Наличие такого участка свидетельствует о том, что ЛФД могут работать в режиме счета фотонов при значениях  $J$ , соответствующих этому участку. Повышение перенапряжения ЛФД приводило к увеличению длины линейного участка зависимости  $n_c$  от  $J$ . Отметим, что диапазон линейности определялся по 20%-ному отклонению зависимости от линейной, аналогично тому, как это требует ГОСТ 17772-88 «Приемники излучения полупроводниковые фотоэлектрические и фотоприемные устройства. Методы измерения фотоэлектрических параметров и определе-

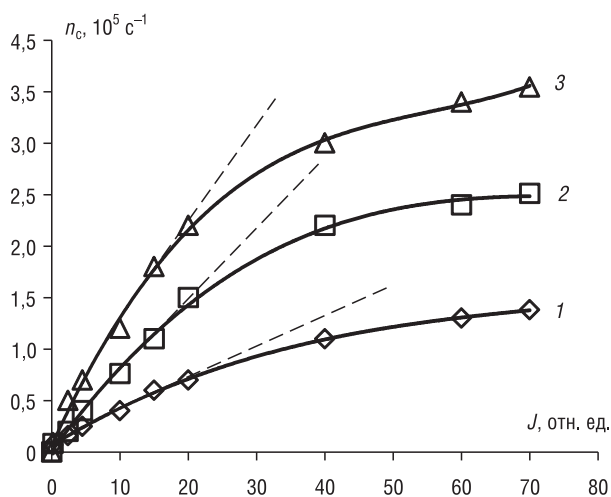


Рис. 2. Зависимость скорости счета сигнальных импульсов от интенсивности регистрируемого оптического излучения: кривая 1 –  $\Delta U = 0 \text{ В}$ , кривая 2 –  $\Delta U = 0,1 \text{ В}$ , кривая 3 –  $\Delta U = 0,4 \text{ В}$

Fig. 2. Dependence of the count rate of signal pulses on the intensity of the recorded optical radiation: curve 1 –  $\Delta U = 0 \text{ V}$ , curve 2 –  $\Delta U = 0.1 \text{ V}$ , curve 3 –  $\Delta U = 0.4 \text{ V}$

ния характеристик» при определении динамического диапазона фотоприемника. Так, для  $\Delta U = 0 \text{ В}$  в диапазоне линейности  $n_c = 1,3 \cdot 10^5 \text{ c}^{-1}$ ; для  $\Delta U = 0,1 \text{ В}$   $n_c = 1,8 \cdot 10^5 \text{ c}^{-1}$ ; для  $\Delta U = 0,4 \text{ В}$   $n_c = 2,5 \cdot 10^5 \text{ c}^{-1}$ . При более высоких температурах, например  $T = 253 \text{ K}$ , скорость счета сигнальных импульсов принимала значения  $n_c \leq 10^3 \text{ c}^{-1}$  во всем диапазоне исследуемых мощностей и перенапряжений и линейный участок выделить не удалось. Таким образом, режим счета фотонов на германиевых фотоприемниках реализуем при температурах 243 К и ниже.

Все зависимости, представленные на рис. 2, имеют разный угол наклона линейного участка к оси  $J$ , что говорит о том, что изменение перенапряжения вызывает изменение чувствительности ЛФД к оптическому излучению, которая рассчитывается следующим образом:  $S = \Delta n_c / \Delta J$ , где  $\Delta n_c$  – изменение скорости счета сигнальных импульсов, соответствующее изменению интенсивности  $\Delta J$ .

На рис. 3 показана спектральная чувствительность  $S$  исследуемых ЛФД, работающих в режиме счета фотонов, в диапазоне длин волн оптического излучения  $\lambda = 1310\div 1625$  нм. Данная зависимость получена при  $\Delta U = 0,1$  В. Из рис. 3 видно, что чувствительность ЛФД постоянна в интервале длин волн оптического излучения  $\lambda \approx 1310\div 1490$  нм. Для  $\lambda > 1490$  нм наблюдается снижение чувствительности. Так, для температуры  $T = 243$  К при  $\lambda = 1625$  нм чувствительность уменьшается в 1,4 раза по сравнению с значением  $S$ , полученным для  $\lambda = 1310$  нм. Понижение температуры окружающей среды приводит к повышению чувствительности исследуемых фотодиодов, но характер поведения зависимости  $S$  от  $\lambda$  сохраняется (см. рис. 3).

На рис. 4 представлены зависимости скорости счета темновых и сигнальных импульсов, а также отношения сигнал/шум от величины перенапряжения  $\Delta U$ . Эти зависимости получены для постоянных значений температуры  $T = 243$  К и интенсивности оптического излучения, при которой скорость счета сигнальных импульсов не превышает  $3 \cdot 10^5$  с<sup>-1</sup> во всем исследуемом интервале перенапряжений.

Из рис. 4 видно, что увеличение перенапряжения приводит к росту скорости счета темновых импульсов. Так,  $n_T = 1,0 \cdot 10^3$  с<sup>-1</sup> при  $\Delta U = 0$  В,  $n_T = 13,5 \cdot 10^5$  с<sup>-1</sup> при  $\Delta U = 0,4$  В. Такое поведение можно объяснить тем, что с ростом перенапряжения увеличивается область лавинного умножения носителей заряда и в нее может попадать все большее количество термогенерированных свободных носителей заряда. Это обуславливает рост вероятности возникновения микроплазменного пробоя и соответственно скорости счета темновых импульсов.

Увеличение перенапряжения в диапазоне  $\Delta U = -0,1\div 0,2$  В приводит к росту скорости счета сигнальных импульсов и последующему насыщению зависимости. Наличие участка насыщения можно объяснить экранировкой неосновными носителями электрического поля в области пространственного заряда  $p$ - $n$ -перехода и понижением коэффициента усиления [8]. Сигнальные импульсы были получены при оптическом излучении с длиной волны  $\lambda = 1310$  нм и интенсивностью  $J = 45$  нВт/см<sup>2</sup>. При увеличении длины оптического излучения от 1310 до 1625 нм характер зависимости сохраняется, то есть в диапазоне  $\Delta U = -0,1\div 0,2$  В наблюдается рост скорости счета сигнальных импульсов, а затем насыщение характеристики. При этом имеет место уменьшение скорости счета сигнальных импульсов таким образом, что при  $\Delta U = 0,1$  В,  $T = 243$  К и  $J = 45$  нВт/см<sup>2</sup>  $n_c = 1,8 \cdot 10^5$  для  $\lambda = 1310$  нм,  $n_c = 1,7 \cdot 10^5$  для  $\lambda = 1490$  нм,  $n_c = 1,3 \cdot 10^5$  для  $\lambda = 1550$  нм,  $n_c = 1,0 \cdot 10^5$  для  $\lambda = 1625$  нм.

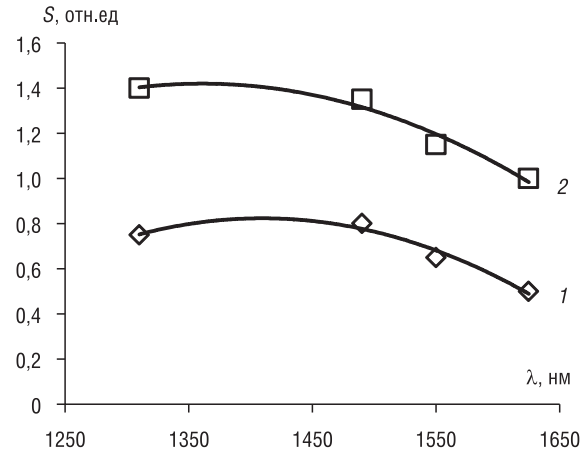


Рис. 3. Зависимость спектральной чувствительности от длины волны оптического излучения: кривая 1 – при температуре 243 К, кривая 2 – при температуре 213 К  
 Fig. 3. Dependence of the spectral sensitivity on the wavelength of optical radiation: curve 1 – at a temperature of 243 K, curve 2 – at a temperature of 213 K

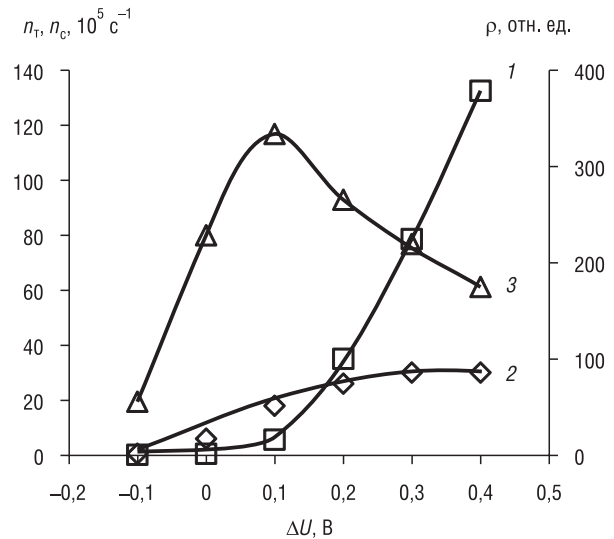


Рис. 4. Зависимость скорости счета темновых, сигнальных импульсов и отношения сигнал/шум от перенапряжения: кривая 1 – скорость счета темновых импульсов, кривая 2 – скорость счета сигнальных импульсов, кривая 3 – отношение сигнал/шум  
 Fig. 4. Dependence of the count rate of dark, signal pulses and the signal-to-noise ratio on overvoltage: curve 1 – the count rate of dark pulses, curve 2 – the count rate of signal pulses, curve 3 – signal-to-noise ratio

Зависимость отношения сигнал/шум от перенапряжения имеет максимум, соответствующий перенапряжению  $\Delta U = 0,1$  В для всех исследуемых длин волн. Отметим, что отношение сигнал/шум получено для  $t = 1$  с. Для перенапряжения  $\Delta U = 0,1$  В скорость счета сигнальных импульсов была больше скорости счета темновых импульсов независимо от длины волны оптического излучения.

При понижении температуры и одном и том же перенапряжении наблюдалось уменьшение скорости счета темновых импульсов и увеличение скорости счета сигнальных импульсов. Уменьшение  $n_t$  связано с тем, что понижение температуры приводит к сокращению количества термогенерированных носителей заряда в ЛФД. Увеличение  $n_c$  обусловлено ростом квантовой эффективности регистрации фотодиода с уменьшением температуры. Поэтому с уменьшением температуры увеличивается отношение сигнал/шум, однако при этом смещения максимума зависимости отношения сигнал/шум от перенапряжения не происходит. Так, для  $\lambda = 1310$  нм при  $T = 243$  К  $\rho = 333$ , а при  $T = 213$  К  $\rho = 495$ ; для  $\lambda = 1490$  нм при  $T = 243$  К  $\rho = 325$ , а при  $T = 213$  К  $\rho = 480$ ; для  $\lambda = 1550$  нм при  $T = 243$  К  $\rho = 275$ , а при  $T = 213$  К  $\rho = 390$ ; для  $\lambda = 1625$  нм при  $T = 243$  К  $\rho = 230$ , а при  $T = 213$  К  $\rho = 330$ .

**Заключение.** Проведенные исследования показали, что наибольшая температура окружающей среды, при которой реализован режим счета фотонов на германиевых лавинных фотодиодах ЛФД-2, составляет 243 К.

Наибольшая чувствительность германиевых лавинных фотодиодов соответствует диапазону длин волн оптического излучения 1310–1490 нм. Понижение температуры приводит к увеличению чувствительности фотодиодов.

Установлено, что зависимость отношения сигнал/шум от перенапряжения имеет максимум, соответствующий перенапряжению  $\Delta U = 0,1$  В. Понижение температуры приводит к увеличению отношения сигнал/шум, но при этом смещение максимума зависимости отношения сигнал/шум от перенапряжения не наблюдается. Поэтому при работе лавинного фотодиода в режиме счета фотонов для обеспечения максимальной чувствительности необходимо выбирать перенапряжение, соответствующее максимуму отношения сигнал/шум.

### Список использованных источников

1. Piétri, Y. *Quantum Cryptography* / Y. Piétri. – London: Imperial College London, 2020. – 85 p.
2. Килин, С. Я. Квантовая криптография: идеи и практика / С. Я. Килин; под ред. С. Я. Килина, Д. Б. Хорошко, А. П. Низовцева. – Минск: Белорус. наука, 2007. – 391 с.
3. Hacking the Quantum Key Distribution System by Exploiting the Avalanche-Transition Region of Single-Photon Detectors / Yong-Jun Qian [et al.] // *Phys. Rev. Applied*. – 2018. – Vol. 10, №6. – Art. 064062. <https://doi.org/10.1103/PhysRevApplied.10.064062>
4. Дмитриев, С. А. Волоконно-оптическая техника: современные состояние и новые перспективы / С. А. Дмитриев, Н. Н. Слепов. – М.: Техносфера, 2010. – 608 с.
5. Makarov, V. Controlling passively quenched single photon detectors by bright light / V. Makarov // *New J. Phys.* – 2009. – Vol. 11, №6. – Art. 065003. <https://doi.org/10.1088/1367-2630/11/6/065003>
6. Многоканальная квантовая система волоконно-оптической безопасной связи / О. К. Барановский [и др.] // *Укр. науч. журн. информ. технологий*. – 2016. – Т. 22, №2. – С. 156–162.
7. Гулаков, И. Р. Фотоприемники квантовых систем / И. Р. Гулаков, А. О. Зеневич. – Минск: УО ВГКС, 2012. – 276 с.
8. Одноэлектронные фотоприемники / С. С. Ветехин [и др.]. – М.: Атомиздат, 1979. – 192 с.
9. Гулаков, И. Р. Регистрация квантов света в ближней ИК области спектра лавинными фотодиодами / И. Р. Гулаков, С. В. Холондырев, О. Е. Шаблинский // *Журн. приклад. спектроскопии*. – 1988. – Т. 49, вып.4. – С. 671–674.

### References

1. Piétri Y. *Quantum Cryptography*. London, Imperial College London, 2020. 85 p.
2. Kilin S. Ya., Kilin S. Ya., Khoroshko D. B., Nizovtsev A. P. (eds.) *Quantum Cryptography: Ideas and Practice*. Minsk, Belorusskaya nauka Publ., 2007. 391 p. (in Russian).
3. Yong-Jun Qian, De-Yong He, Shuang Wang, Wei Chen, Zhen-Qiang Yin, Guang-Can Guo, and Zheng-Fu Han. Hacking the Quantum Key Distribution System by Exploiting the Avalanche-Transition Region of Single-Photon Detectors. *Physical Review Applied*, 2020, vol. 10, no. 6, art. 064062. <https://doi.org/10.1103/PhysRevApplied.10.064062>
4. Dmitriev S. A., Slepov N. N. *Fiber-Optic Technology: Modern State and New Perspectives*. Moscow, Technosfera Publ., 2010. 608 p. (in Russian).

5. Makarov V. Controlling passively quenched single photon detectors by bright light. *New Journal of Physics*, 2009, vol. 11, no. 6, art. 065003. <https://doi.org/10.1088/1367-2630/11/6/065003>
6. Baranovsky O., Gulakov I., Vasiliu Ye., Zenevich A., Limar I. Multichannel quantum system of fiber-optics secure communication. *Ukrainskii nauchnyi zhurnal informatsionnykh tekhnologii* [Ukrainian Scientific Journal of Information Security], 2016, vol. 22, no. 2, pp. 156–162 (in Russian).
7. Gulakov I. R., Zenevich A. O. *Photodetectors of Quantum Systems*. Minsk, Higher State College of Communications, 2012. 276 p. (in Russian).
8. Vetokhin S. S., Gulakov I. R., Pertsev A. N., Reznikov I. V. *Single-Electron Photodetectors*. Moscow, Atomizdat Publ., 1979. 192 p. (in Russian).
9. Gulakov I. R., Kholondyrev S. V., Shablinsky O. E. Registration of light quanta in the near-IR region of the spectrum by avalanche photodiodes. *Journal of Applied Spectroscopy*, 1988, vol. 49, no. 4, pp. 671–674 (in Russian).

### Информация об авторах

*Гулаков Иван Романович* – доктор физико-математических наук, профессор кафедры математики и физики, Белорусская государственная академия связи (ул. Ф. Скорины, 8/2, 220114, Минск, Республика Беларусь). E-mail: [gulakov@bsu.by](mailto:gulakov@bsu.by)

*Зеневич Андрей Олегович* – доктор технических наук, профессор, ректор, Белорусская государственная академия связи (ул. Ф. Скорины, 8/2, 220114, Минск, Республика Беларусь). E-mail: [a.zenevich@bsac.by](mailto:a.zenevich@bsac.by)

*Кочергина Ольга Викторовна* – аспирант кафедры математики и физики, Белорусская государственная академия связи (ул. Ф. Скорины, 8/2, 220114, Минск, Республика Беларусь). E-mail: [o.kochergina@bsac.by](mailto:o.kochergina@bsac.by)

*Матковская Татьяна Александровна* – аспирант кафедры математики и физики, Белорусская государственная академия связи (ул. Ф. Скорины, 8/2, 220114, Минск, Республика Беларусь). E-mail: [t.matkovskaya@bsac.by](mailto:t.matkovskaya@bsac.by)

### Information about the authors

*Ivan R. Gulakov* – D. Sc. (Physics and Mathematics), Professor of the Department of Mathematics and Physics, Belarusian State Academy of Communications (8/2, F. Skorina Str., 220114, Minsk, Republic of Belarus). E-mail: [gulakov@bsu.by](mailto:gulakov@bsu.by)

*Andrey O. Zenevich* – D. Sc. (Engineering), Professor, Rector, Belarusian State Academy of Communications (8/2, F. Skorina Str., 220114, Minsk, Republic of Belarus). E-mail: [a.zenevich@bsac.by](mailto:a.zenevich@bsac.by)

*Olga V. Kochergina* – Ph. D. Student of the Department of Mathematics and Physics, Belarusian State Academy of Communications (8/2, F. Skorina Str., 220114, Minsk, Republic of Belarus). E-mail: [o.kochergina@bsac.by](mailto:o.kochergina@bsac.by)

*Tatiana A. Matkovskaia* – Ph. D. Student of the Department of Mathematics and Physics, Belarusian State Academy of Communications (8/2, F. Skorina Str., 220114, Minsk, Republic of Belarus). E-mail: [t.matkovskaya@bsac.by](mailto:t.matkovskaya@bsac.by)