

УДК 621.383

ПРОПУСКНАЯ СПОСОБНОСТЬ КВАНТОВОЙ ОПТИЧЕСКОЙ СИСТЕМЫ СВЯЗИ

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

Высший государственный колледж связи, г. Минск, Республика Беларусь

Выполнено исследование влияния интенсивности регистрируемого оптического излучения, величины перенапряжения, размеров фоточувствительной поверхности, структуры р-п-перехода и мертвого времени лавинных фотоприемников, работающих в режиме счета фотонов, на пропускную способность квантовой оптической системы связи. Получена максимальная пропускная способность квантовой оптической системы связи – 81 кбит/с. (E-mail: zao@vks.belpak.by)

Ключевые слова: счетчик фотонов, лавинный фотоприемник, мертвое время, пропускная способность, квантовая оптическая система связи.

Введение

В настоящее время актуальной является проблема защиты данных, передаваемых по волоконно-оптическим линиям связи. Одним из возможных вариантов решения этой задачи может быть использование методов квантовой криптографии [1], которые, с одной стороны, обеспечивают абсолютную скрытность передаваемой информации, с другой стороны, достаточно трудно реализуемы, потому что каждый бит информации передается оптическими импульсами, содержащими от одного до десятки фотонов. Следовательно, в квантовых оптических системах связи, использующих такие методы защиты информации, приемный модуль должен обеспечивать достаточно высокую пороговую чувствительность. Поэтому в этих системах применяют счетчики фотонов, в которых в качестве детекторов оптического излучения наиболее часто используются лавинные фотоприемники (ЛФП) [1].

Основным недостатком систем связи, в которых для защиты передаваемой информации применяются методы квантовой криптографии, является низкая пропускная способность (до 50 кбит/с [1]), которая может быть пригодна в основном только для пересылки секретного ключа и зачастую недостаточна для передачи пользовательских данных. Под пропускной способностью понимается максимальная скорость передачи информации. Поэтому стре-

мятся повысить пропускную способность таких систем.

Наибольший вклад в ограничение пропускной способности вносит быстродействие счетчика фотонов. Для оценки быстродействия используется такой параметр, как длительность мертвого времени – интервал времени после регистрации фотона счетчиком, в течение которого он не может зарегистрировать следующий фотон. Однако в настоящее время отсутствуют экспериментальные исследования влияния интенсивности оптического излучения, напряжения питания ЛФП на быстродействие счетчика фотонов и, соответственно, пропускную способность квантовых оптических систем связи.

Поэтому цель настоящей работы – установление зависимости быстродействия счетчика фотонов, пропускной способности квантовой оптической системы от напряжения питания ЛФП и интенсивности оптического излучения, используемого для передачи информации.

Методика и условия эксперимента

В качестве объектов исследования использовались счетчики фотонов на базе кремниевых ЛФП со структурами p^+n-v-n^+ и n^+p-p-p^+ , а также серийно выпускаемые кремниевые лавинные фотодиоды ФД-115Л. Поскольку исследуемые ЛФП имеют различные структуры и площади фоточувствительной поверхности, то представляет также интерес определить, как

эти параметры влияют на пропускную способность оптической системы.

Для реализации режима счета фотонов ЛФП включался по схеме пассивного гашения лавины. В литературе такая схема включения часто называется гейгеровской. Подробное рассмотрение физического принципа работы ЛФП, включенных по такой схеме, приведено в [2].

Исследования выполнены на установке, описанной в работе [3], в которой в качестве источника излучения с пуассоновской статистикой фотонов использовался светодиод АЛ307А; оптическое излучение светодиода с длиной волны 0,68 мкм подавалось на ЛФП через нейтральный светофильтр и диафрагму. Нейтральный светофильтр применялся для ослабления интенсивности оптического излучения. Коэффициент ослабления нейтрального светофильтра можно было изменять в процессе исследования. Диафрагма использовалась для перекрытия оптического излучения, поступавшего на ЛФП. Все исследования проводились при температуре 293 К.

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

где N_n – пороговый уровень регистрации; $P_t(N)$ и $P_{st}(N)$ – статистические распределения числа темновых и смеси темновых и сигнальных импульсов за время передачи одного бита информации τ_b соответственно. Пороговый уровень регистрации N_n – наименьшее число импульсов, зарегистрированных на выходе счетчика фотонов за время передачи одного бита, при котором принимается решение, что передан символ «1». Под темновыми импульсами понимаются импульсы, регистрируемые счетчиком фотонов в отсутствие оптического излучения. Импульсы, возникающие в счетчике фотонов под действием оптического импульса, используемого для передачи «1», называются сигнальными. Во время приема символа «1» счетчик фотонов регистрировал смесь темновых и сигнальных импульсов.

Для измерения статистических распределений $P_t(N)$ и $P_{st}(N)$ в установке использовался аппаратно-программный комплекс [3]. Изме-

Поскольку для различных структур ЛФП напряжения пробоя $U_{пр}$ различны, то при сравнении зависимостей их характеристик от напряжения питания $U_{пит}$ использовалась величина перенапряжения $\Delta U = U_{пит} - U_{пр}$. Напряжение пробоя определялось на основании вольтамперных характеристик ЛФП по методике, описанной в [4].

Для передачи информации в установке использовалось двоичное кодирование. Причем при передаче символа «1» на счетчик фотонов от источника излучения поступал оптический импульс, а при передаче «0» оптический импульс отсутствовал. Работа источника и приемника информации была синхронизирована. Для синхронизации использовалась электрическая линия связи, по которой от источника излучения к счетчику фотонов поступали синхроимпульсы. Наличие синхроимпульса на управляющем входе счетчика фотонов свидетельствовало о передаче одного бита информации [3].

При таком способе передачи информации пропускная способность S определяется по формуле [3]:

ренные $P_t(N)$ и $P_{st}(N)$ подставлялись в формулу (1), на основании которой выполнялись вычисления S .

Экспериментальные результаты и их обсуждение

Проводились исследования зависимости скорости счета сигнальных импульсов n_c от интенсивности регистрируемого излучения при различных напряжениях питания фотоприемника. Как показали исследования, вид этих зависимостей и их изменение от величины перенапряжения ΔU одинаковы для всех исследуемых фотоприемников независимо от типа структуры. Поэтому на рисунке 1 показаны зависимости скорости счета сигнальных импульсов n_c от интенсивности излучения J при различных напряжениях питания для ЛФП со структурой p^+n-v-p^+ с диаметром фоточувствительной поверхности 500 мкм.

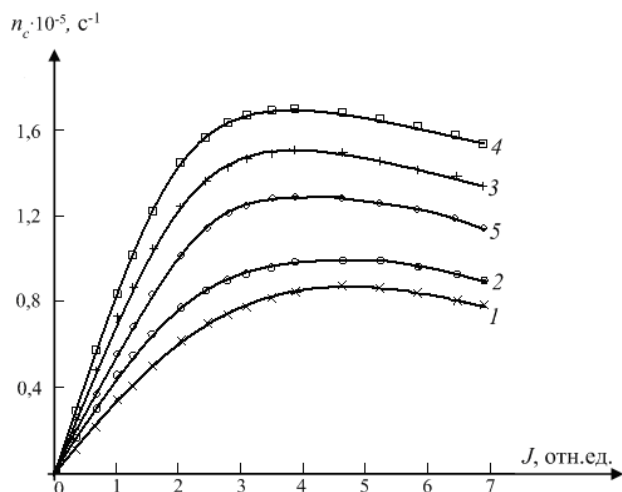


Рисунок 1 – Зависимость скорости счета сигнальных импульсов от интенсивности регистрируемого излучения: 1 – $\Delta U = -0,10$ В; 2 – $\Delta U = 0,05$ В; 3 – $\Delta U = 0,35$ В; 4 – $\Delta U = 0,80$ В; 5 – $\Delta U = 0,95$ В

Каждая из этих зависимостей (рисунок 1) имеет начальный линейный участок. Диапазон линейной зависимости скорости счета импульсов от интенсивности регистрируемого оптического излучения J ограничивался снизу скоростью счета темновых импульсов n_t , сверху – мертвым временем ЛФП, так как мертвое время регистрирующей аппаратуры мало. Диапазон линейности определялся по 5-процентному отклонению зависимости $n_c(J)$ от линейной.

Увеличение переполюсования вначале приводило к росту диапазона линейности, а затем – к его уменьшению. Рост линейного участка связан с уменьшением длительности мертвого времени ЛФП с увеличением переполюсования. Уменьшение линейного участка зависимости n_c от интенсивности J при увеличении ΔU связано со значительным увеличением скорости счета темновых импульсов. При этом n_t достигает таких значений, при которых эффект мертвого времени начинает проявляться не только для смеси темновых и сигнальных импульсов, но уже и для темновых импульсов. Так, для фотодиода ФД-115Л уменьшение линейного участка наблюдалось при $\Delta U > 0,20$ В и скоростях счета темновых импульсов $n_t > 10^5$ с⁻¹, для ЛФП со структурой p⁺n-v-n⁺ с диаметром фоточувствительной поверхности 500 и 4100 мкм – при $\Delta U > 0,95$ В, $n_t > 0,7 \cdot 10^5$ с⁻¹ и $\Delta U > 0,90$ В, $n_t > 0,4 \cdot 10^5$ с⁻¹ соответственно, для ЛФП со структурой p⁺r-p-r⁺ – при $\Delta U > 0,30$ В и $n_t > 1,5 \cdot 10^5$ с⁻¹.

С увеличением переполюсования увеличивался угол наклона линейного участка зависимости скорости счета сигнальных импульсов от интенсивности регистрируемого оптического излучения. Это связано с тем, что с ростом переполюсования увеличивается квантовая эффективность регистрации фотоприемника. С ростом ΔU увеличиваются геометрические размеры области микроплазменного пробоя, что приводит к повышению вероятности попадания фотогенерированных носителей заряда в микроплазменный канал и инициирования ими пробоя, а значит и вероятности регистрации фотона. Отметим, что при значениях переполюсования, при которых происходит значительное увеличение скорости счета темновых импульсов, наблюдается уменьшение угла наклона линейного участка зависимости n_c от J (рисунок 1, зависимость 5), что связано с увеличением числа просчетов сигнальных импульсов из-за большого значения n_t и проявления эффекта мертвого времени.

Вид зависимостей скорости счета сигнальных импульсов от интенсивности излучения J свидетельствует о том, что ЛФП, включенные по схеме пассивного гашения лавины, имеют мертвое время продлевающегося типа.

Зависимость длительности мертвого времени от переполюсования для ЛФП со структурой p⁺n-v-n⁺ с диаметром фоточувствительной поверхности 4100 мкм представлена на рисунке 2; значения мертвого времени нормированы на его минимально полученное значение τ_{min} . Вид зависимостей и их изменение от величины переполюсования ΔU одинаковы для всех исследуемых фотоприемников независимо от типа структуры. Эта зависимость имеет участок, на котором наблюдается уменьшение длительности мертвого времени τ_m . Так, для фотодиода ФД-115Л уменьшение τ_m наблюдалось в диапазоне переполюсований $\Delta U = -0,10 \div 0,15$ В, для ЛФП со структурой p⁺n-v-n⁺ с диаметром фоточувствительной поверхности 500 и 4100 мкм – при $\Delta U = -0,40 \div 0,90$ В и $\Delta U = -0,22 \div 0,88$ В соответственно, для ЛФП со структурой p⁺r-p-r⁺ – при $\Delta U = (0,00-0,20)$ В. Как следует из анализа вольт-амперных характеристик обратно смещенных ЛФП именно при таких переполюсованиях наблюдается изменение последовательного сопротивления микроплазменного канала R_s для всех исследуемых фотоприемников.

Зависимость длительности мертвого времени от перенапряжения имеет участок, на котором длительность мертвого времени практически не изменяется с увеличением ΔU (рисунок 2). Проведенный анализа вольт-амперных характеристик ЛФП показал, что таким перенапряжениям соответствуют линейные участки, на которых сопротивление микроплазменного пробоя было постоянным.

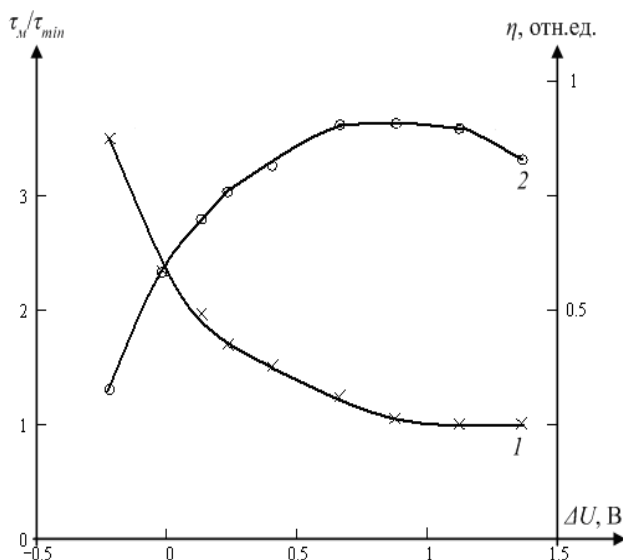


Рисунок 2 – Зависимости средней длительности мертвого времени τ_m (1) и квантовой эффективности регистрации η (2) от перенапряжения

Величина мертвого времени зависит от электрической емкости р-п-перехода C , последовательного сопротивления R_s и определяется по формуле $\tau_m \approx C R_s$. Согласно работе [5] емкость р-п перехода при напряжениях обратного смещения близких и превышающих его напряжение пробоя не изменяется. Поэтому длительность мертвого времени будет пропорциональна R_s .

Зависимость квантовой эффективности регистрации η от величины перенапряжения ΔU для ЛФП со структурой p^+n-v-n^+ с диаметром фоточувствительной поверхности 4100 мкм представлена на рисунке 2. Вид этих зависимостей и их изменение от величины перенапряжения ΔU одинаковы для всех исследуемых фотоприемников независимо от типа структуры. Эта зависимость имеет начальный участок, на котором наблюдается увеличение квантовой эффективности регистрации с ростом перенапряжения. Диапазон перенапряже-

ний, для которых наблюдается увеличение η , приблизительно соответствует диапазону перенапряжений, при котором уменьшалось значение τ_m . При дальнейшем увеличении ΔU имеется участок, где величина квантовой эффективности практически не изменялась, а затем наблюдается спад этой зависимости (рисунок 2).

Оценка пропускной способности для различных длительностей временных интервалов передачи одного бита информации показала, что наибольшее ее значение соответствовало длительности $\tau_b = 10$ мкс для всех типов исследуемых ЛФП. Поэтому при проведении исследований зависимости пропускной способности квантовой оптической системы от интенсивности оптического излучения J , при помощи которого передается информация в этой системе, использовалась длительность передачи одного бита информации равная 10 мкс.

Зависимости S от интенсивности оптического излучения J для ЛФП со структурой p^+p-p^+ , полученные при различных значениях перенапряжения, представлены на рисунке 3. Вид этих зависимостей и их изменение от величины перенапряжения ΔU одинаковы для всех исследуемых фотоприемников независимо от типа структуры. Для исследований выбирался диапазон перенапряжений, при которых наблюдался рост линейного участка зависимостей n_c от J (рисунок 1). Наибольшее значение пропускной способности удалось получить для значений ΔU , которым соответствовал максимальный динамический диапазон. При этом для всех типов ЛФП среднее число темновых импульсов, регистрируемых счетчиком фотонов за время передачи одного бита информации, не превышало единицы. Поэтому при выполнении исследований величина порогового уровня регистрации выбиралась равной единице, тогда влиянием темновых импульсов на пропускную способность можно было пренебречь.

Каждая из зависимостей S от J имеет максимум (рисунок 3), значение которого увеличивается с ростом ΔU . Это связано с тем, что такой диапазон перенапряжений соответствует участкам зависимостей квантовой эффективности регистрации и мертвого времени от ΔU , на которых наблюдается рост η и спад τ_m . Зависимость 3 на рисунке 3 получена при минимальном значении τ_m и максимальном значении η , поэтому для нее и наблюдалась наибольшая пропускная способность.

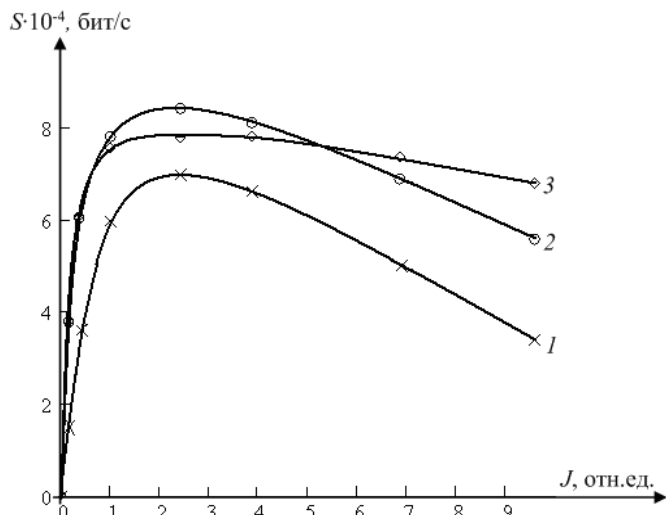


Рисунок 3 – Зависимость пропускной способности оптического канала связи от интенсивности регистрируемого излучения: 1 – $\Delta U = -0,14$ В; 2 – $\Delta U = 0,03$ В; 3 – $\Delta U = 0,30$ В

Максимум пропускной способности получен при интенсивностях оптического излучения, которым соответствовала максимальная скорость счета сигнальных импульсов линейного участка зависимостей n_c от J для всех исследуемых перенапряжений. При интенсивностях излучения, для которых начинается проявление эффекта мертвого времени, наб-

людается спад пропускной способности (рисунок 3).

Данные о предельно возможной пропускной способности оптических систем, содержащих счетчик фотонов на базе исследуемых типов ЛФП, представлены в таблице.

Как видно из приведенных результатов, наибольшее значение предельно возможной пропускной способности получено в тех оптических системах, где применялся счетчик фотонов на базе фотодиодов ФД-115Л и ЛФП со структурой p^+r-p-p^+ . Объясняется это тем, что в сравнении с другими исследуемыми фотоприемниками они имели наименьшие значения мертвого времени и емкости $p-n$ -перехода, а также большую квантовую эффективность. Им соответствовали наибольший динамический диапазон и квантовая эффективность регистрации и наименьшее мертвое время. Наименьшая пропускная способность получена при использовании счетчика фотонов на базе ЛФП со структурой p^+n-v-n^+ с диаметром фоточувствительной поверхности 4100 мкм. Это связано с тем, что данные ЛФП имеют наибольшие геометрические размеры фоточувствительной поверхности и площадь $p-n$ -перехода, а следовательно, и большую электрическую емкость. Все это приводит к тому, что эти ЛФП имеют наибольшее мертвое время по сравнению с другими типами.

Таблица

Сопоставительный анализ исследуемых ЛФП

Сравниваемые параметры исследуемых ЛФП	Тип исследуемого ЛФП			
	ФД-115Л	структура p^+n-v-n^+		структура n^+p-p-p^+
Диаметр фоточувствительной поверхности, мкм	200	500	4100	300
Напряжение пробоя, В	52,71	281,05	275,14	190,21
Минимальное значение τ_m , мкс	1,1	1,2	2,0	0,9
Максимально достижимая пропускная способность, кбит/с	81	70	7	81

Заключение

Показано, что для достижения предельно возможной пропускной способности квантовой оптической системы связи, необходимо осуществлять подбор напряжения питания ЛФП, работающего в режиме счета фотонов, и интенсивности оптического излучения.

Установлено, что величина напряжения питания ЛФП и интенсивность оптического излучения влияют на значения длительности мертвого времени и квантовой эффективности регистрации счетчика фотонов. Предельно достижимое значение пропускной способности получено при наименьшей длительности мертвого времени и наибольшей квантовой эффективности регистрации.

Максимальная пропускная способность получена в квантовых оптических системах, в которых использовались счетчики фотонов на базе лавинных фотодиодов ФД-115Л и ЛФП со

структурой p^+r-p-r^+ , и составила приблизительно 81 кбит/с.

Работа выполнена при поддержке Белорусского республиканского фонда фундаментальных исследований.

Список использованных источников

1. *Килин, С.Я.* Квантовая криптография: идеи и практика / С.Я. Килин. – Минск, 2007. – 391 с.
2. *Гулаков, И.Р.* Метод счета фотонов в оптико-физических измерениях / И. Р. Гулаков, С.В. Холондырев. – Минск, 1989. – 256 с.
3. *Гулаков, И.Р.* Автометрия / И.Р. Гулаков, А.О. Зеневич, А.М. Тимофеев. – 2011. – Т. 47. – № 4. – С. 31–40.
4. *Грехов, И.В.* Лавинный пробой $p-n$ -перехода в полупроводниках / И.В. Грехов, Ю.Н. Сеержкин. – Л., 1980. – 152 с.
5. *Зи, С.* Физика полупроводниковых приборов / С. Зи. – М., 1984. – Кн. 2. – 456 с.

Gulakov I.R., Zenevich A.O., Timofeev A.M.

Bandwidth of quantum optical communication system

Impact of registered optical radiation intensity, overvoltage, dimensions of photosensitive surface, structure of $p-n$ junction and avalanche photodetectors dead time operating in the photon counting mode on quantum optical system capacity has been carried out in this investigation. As a result, the quantum optical system maximum capacity of 81 kbit/s has been obtained. (E-mail: zao@vks.belpak.by)

Key words: photon counter, avalanche photodetector, dead time, capacity, quantum optical communication system.

Поступила в редакцию 16.02.2012.