

УДК 537.86

## ЛАВИННЫЙ ПРОБОЙ $p$ - $n$ -ПЕРЕХОДА В ЗАДАЧАХ РАДИОТЕХНИКИ

А.С. Шашкина<sup>а</sup>, А.В. Кривошейкин<sup>а</sup>, Н.Н. Скворцов<sup>а</sup>, М.В. Воротков<sup>б</sup>

<sup>а</sup> Санкт-Петербургский государственный институт кино и телевидения, Санкт-Петербург, 191119, Российская Федерация

<sup>б</sup> Главная астрономическая обсерватория РАН, Санкт-Петербург, 196140, Российская Федерация  
Адрес для переписки: shashkinaas@yandex.ru

### Информация о статье

Поступила в редакцию 03.06.16, принята к печати 02.08.16

doi: 10.17586/2226-1494-2016-16-5-864-871

Язык статьи – русский

**Ссылка для цитирования:** Шашкина А.С., Кривошейкин А.В., Скворцов Н.Н., Воротков М.В. Лавинный пробой  $p$ - $n$ -перехода в задачах радиотехники // Научно-технический вестник информационных технологий, механики и оптики. 2016. Т. 16. № 5. С. 864–871. doi: 10.17586/2226-1494-2016-16-5-864-871

### Аннотация

Представлены результаты исследования фрактальных свойств микроплазменного шума при лавинном пробое светодиода видимого диапазона спектра (длина волны  $\lambda = 660; 700$  нм). Определен вид пробоя  $p$ - $n$ -перехода в результате измерений вольт-амперных характеристик при комнатной температуре, температуре 100–105 °С и после остывания до комнатной температуры. Показано, что в большинстве образцов светоизлучающих диодов реализуется лавинный тип пробоя. Установлено, что в светоизлучающих диодах может реализовываться режим частичного лавинного пробоя, когда через прибор протекает небольшой ток в виде импульсов. При увеличении напряжения амплитуда импульсов растет, близко расположенные импульсы сливаются, а временные промежутки между ними сокращаются. Для объяснения экспериментальных результатов применены модель процессов, протекающих в микроплазме, и модель шумов частичного и развитого лавинного пробоя А.С. Тагера. В результате проведенного исследования выявлены ранее не описанные особенности микроплазменного шума. Показан фрактальный характер микроплазменного шума. В среде MATLAB реализован алгоритм вычисления фрактальной размерности. Обнаружена зависимость фрактальной размерности от приложенного к светодиоду обратного напряжения. Полученный фрактальный сигнал может быть использован в системах оптической связи для помехозащищенной и конфиденциальной передачи информации.

### Ключевые слова

лавинный пробой, микроплазма, светодиод, фрактал, конфиденциальность

## AVALANCHE BREAKDOWN OF $p$ - $n$ -JUNCTION IN RADIOTECHNICS

A.S. Shashkina<sup>а</sup>, A.V. Krivosheikin<sup>а</sup>, N.N. Skvortsov<sup>а</sup>, M.V. Vorotkov<sup>б</sup>

<sup>а</sup> St. Petersburg State University of Film and Television, Saint Petersburg, 191119, Russian Federation

<sup>б</sup> The Central Astronomical Observatory of the Russian Academy of Sciences at Pulkovo, Saint Petersburg, 196140, Russian Federation

Corresponding author: shashkinaas@yandex.ru

### Article info

Received 03.06.16, accepted 02.08.16

doi: 10.17586/2226-1494-2016-16-5-864-871

Article in Russian

**For citation:** Shashkina A.S., Krivosheikin A.V., Skvortsov N.N., Vorotkov M.V. Avalanche breakdown of  $p$ - $n$ -junction in radiotechnics. *Scientific and Technical Journal of Information Technologies, Mechanics and Optics*, 2016, vol. 16, no. 5, pp. 864–871. doi: 10.17586/2226-1494-2016-16-5-864-871

### Abstract

The paper presents research results of fractal properties of microplasma noise at LED avalanche breakdown in the visible spectrum ( $\lambda = 660; 700$  nm). The breakdown type of  $p$ - $n$ -junction was determined as a result of measured current-voltage characteristics at room temperature, at the temperature of 100–105 °C and after cooling down to room temperature. It was shown that the breakdown of avalanche type is realized in the majority of LEDs. It was established that the partial avalanche breakdown mode may be realized in LEDs, when a small current flows in pulses through the device. By increasing the voltage, pulse amplitude increases, closely spaced pulses merge, and time intervals between them are reduced. To interpret

experimental results we applied model of processes occurring in microplasma, and noise model of partial and advanced avalanche breakdown (by A.S. Tager). The study revealed previously non-described features of microplasma noise – the fractal nature of microplasma noise. The algorithm for fractal dimension calculating was implemented in MATLAB. The dependence of fractal dimension on the reverse voltage applied to the LEDs was found out. Obtained fractal signal can be applied in optical communication systems for noise free and confidential information transmission.

#### Keywords

avalanche breakdown, microplasma, LEDs, fractals, privacy

### Введение

При подаче обратного напряжения электронные компоненты могут переходить в режим пробоя. Отдельные виды приборов специально спроектированы для работы в этом режиме, например, стабилизаторы. В большинстве случаев для электронных компонентов, не приспособленных к работе в этом режиме, электрический пробой является обратимым. В светодиодах после явления обратимого пробоя светодиода электролюминесценция сохраняется.

Чаще всего электрические пробои протекают по типу туннельных и лавинных [1]. Туннельный пробой происходит в очень тонких, сильно легированных, даже вырожденных слоях полупроводников при высоком значении напряженности электрического поля. В таком состоянии энергия валентных электронов повышается, и они проникают сквозь тонкий потенциальный барьер. В сильно легированных переходах температурная зависимость напряжения пробоя определяется температурной зависимостью ширины запрещенной зоны, которая уменьшается с увеличением температуры. При уменьшении ширины запрещенной зоны вероятность туннелирования возрастает [1]. Напряжение пробоя светодиода падает.

Механизм лавинного пробоя принято описывать с помощью явления ударной ионизации [1, 2]. Под действием сильного электрического поля неосновные носители зарядов ускоряются и могут набрать кинетическую энергию, достаточную для того, чтобы при соударении с атомами кристаллической решетки произошла ионизация атома. Эта энергия должна быть не менее ширины запрещенной зоны  $\Delta E$ . При этом электрон переходит из валентной зоны в зону проводимости, приводя к возникновению дырки в валентной зоне [2]. Рождающиеся при ионизации электроны и дырки сами начинают ускоряться и рождают другие пары, тем самым процесс приобретает характер лавины. Для того чтобы лавинный процесс развивался, необходимо, чтобы ширина  $p$ - $n$ -перехода была больше, чем длина свободного пробега носителей. При увеличении температуры возрастают колебания атомов в узлах кристаллической решетки, и, следовательно, длина свободного пробега уменьшается. В этом случае для того, чтобы носитель приобрел энергию, достаточную для ионизации атомов, требуется большая напряженность электрического поля, т.е. увеличение приложенного напряжения. Таким образом, с ростом температуры напряжение пробоя увеличивается [2, 3].

### Анализ существующих представлений о пробое $p$ - $n$ -перехода

Характер пробоя конкретных исследуемых светодиодов определен экспериментально путем измерения вольт-амперных характеристик (ВАХ) при разной температуре в лабораторной печи. ВАХ снималась в трех режимах: при комнатной температуре до нагрева, при температуре 100–105 °С и после остывания до комнатной температуры. При анализе экспериментально полученных ВАХ от светодиодов по их смещению было выявлено, что в большинстве светодиодов реализуется лавинный пробой [3].

Чаще всего пробой начинается вблизи дефектов кристалла – дислокаций, включений второй фазы, неоднородностей в распределении легирующих примесей [2]. Вблизи дислокации имеются области сжатия и расширения кристаллической решетки, что влияет на ширину запрещенной зоны. Помимо этого, дислокации имеют свойство притягивать к себе примеси. В результате увеличения концентрации примесей вблизи дислокации возрастает число носителей заряда и уменьшается эффективная толщина обедненного слоя, что приводит к локальному уменьшению напряжения пробоя. Такие локальные области пробоя получили название микроплазм. Ток, протекающий через каждую микроплазму, имеет характер коротких импульсов, появляющихся и исчезающих в случайные моменты времени [1–3]. Это явление можно объяснить случайным характером захвата и выброса носителей заряда в области дефектов кристалла (дислокаций).

Наибольший интерес представляет режим частичного лавинного пробоя, когда светодиод не пробивается полностью, но через  $p$ - $n$ -переход уже течет небольшой (шумовой) ток в виде импульсов. При дальнейшем увеличении напряжения амплитуда импульсов растет в зависимости от количества включаемых микроплазм, паузы между импульсами сокращаются, а близко расположенные импульсы сливаются. Это продолжается до тех пор, пока не начинает течь практически постоянный ток, т.е. пока светодиод не перейдет в режим развитого лавинного пробоя.

Применим для объяснения экспериментальных результатов существующую модель процессов, протекающих в микроплазме [2], и модель шумов частичного и развитого лавинного пробоя, основанную на формуле А.С. Тагера [4, 5].

### Вероятности включения и выключения микроплазмы в единицу времени

Поведение микроплазмы предлагается описывать четырьмя параметрами: напряжением пробоя  $U_m$ , последовательным сопротивлением  $R_s$  и вероятностями включения и выключения микроплазмы в единицу времени  $P_{01}$  и  $P_{10}$ . Первые два параметра определяются по ВАХ, а вероятностные параметры рассчитываются из экспериментальных данных по следующим формулам:

$$P_{01} = \frac{\nu I_0}{I_0 - \langle I_0 \rangle},$$

$$P_{10} = \frac{\nu I_0}{\langle I_0 \rangle},$$

где  $\nu$  – частота микроплазменных импульсов,  $I_0$  – амплитудное и  $\langle I_0 \rangle$  – среднее значения импульсного тока [2].

При анализе экспериментальных результатов было выявлено, что вероятность включения микроплазмы и вероятность ее выключения не могут быть рассчитаны точно. Это связано с невозможностью измерения частоты случайных импульсов, а среднее значение импульсного тока не является информативной величиной. Осциллограмма микроплазменного шума представлена на рис. 1. По ординате отложено напряжение  $U_z$ , падающее на нагрузке светодиода. На рисунке видно, что интервалы времени между импульсами могут существенно отличаться друг от друга. Длительности пауз между импульсами на представленном фрагменте отличаются примерно в 20 раз (отрезок, выделенный стрелками, обозначает длительность паузы между импульсами). Известно, что вероятность выключения зависит от размеров микроплазмы (или нескольких микроплазм) и уменьшается с ростом приложенного напряжения [2]. Расчет вероятности включения и выключения микроплазмы дает значительные ошибки.

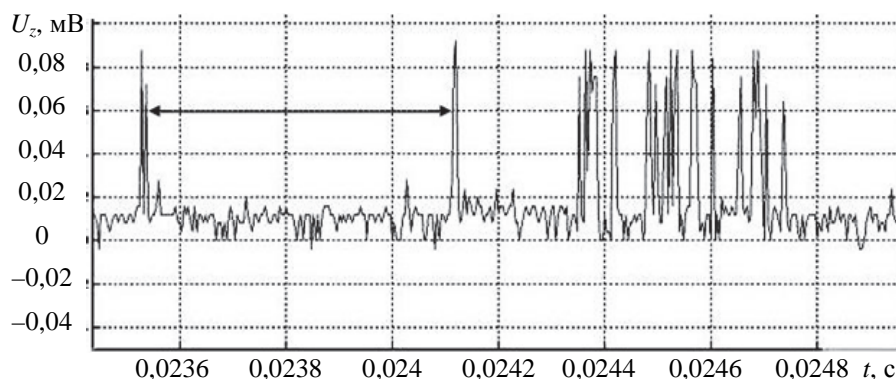


Рис. 1. Длительности пауз между импульсами

### Формы и спектры сигналов

Сравним форму сигналов согласно модели микроплазменного пробоя p-n-перехода [2, 4, 5]. Длительности импульсов и пауз между импульсами случайны и подчиняются экспоненциальному распределению. По теоретическим представлениям такой сигнал имеет вид, представленный на рис. 2. Сигнал  $S(t)$  единичной амплитуды получен путем математического моделирования в системе MATLAB.

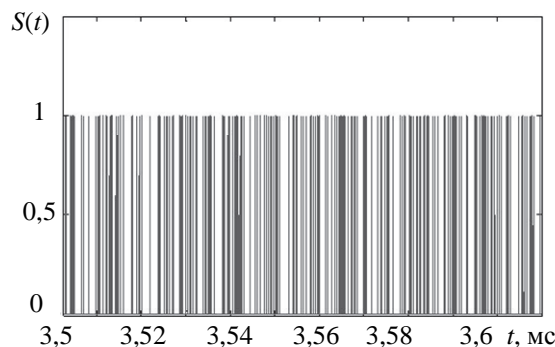


Рис. 2. Вид сигнала согласно модели

Сигнал, полученный экспериментальным путем, имеет иной вид (рис. 3). По ординате отложено напряжение  $U_z$ , падающее на нагрузке светодиода. Видно, что сигналы, независимо от своей амплитуды, имеют разное временное распределение.

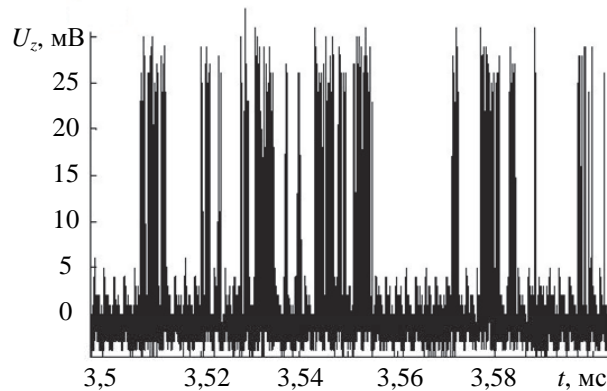


Рис. 3. Вид микроплазменного шума

Согласно А.С. Тагеру [4], спектр шума лавинообразования определяется как

$$\langle i_n^2 \rangle_f = \frac{2q_e M^2 I}{1 + (f/f_n)^2},$$

где  $q_e$  – заряд электрона;  $M$  – коэффициент лавинного умножения носителей;  $f_n$  – частота лавинообразования.

Предпримем попытку выявить суть данных параметров для промышленных светодиодов. Коэффициент лавинного умножения при частичном лавинном пробое является постоянной величиной,  $M = \text{const}$ . Если  $M \rightarrow \infty$ , то происходит полный лавинный пробой образца, который может перейти в тепловой и привести к разрушению кристалла. В нашем случае речь идет о частичном пробое. Коэффициент лавинного умножения напрямую связан с коэффициентом ионизации носителей заряда  $\alpha$ , который равен числу электронно-дырочных пар, образуемых носителем заряда на единице пути в направлении электрического поля [5].

Пусть имеется однородный полупроводниковый образец длиной  $L$ , к которому приложено достаточно большое напряжение. Инжектированный носитель тока, дрейфуя через образец, приводит к генерации  $\alpha L$  электронно-дырочных пар. Каждый новый электрон и дырка начинают дрейфовать в разные стороны, проходя общий путь  $L$  и генерируя, в свою очередь, дополнительно  $\alpha L$  пар. Тем самым в геометрической прогрессии происходит лавинное размножение носителей тока, в результате которого один носитель, инжектированный в образец, порождает  $M$  новых носителей тока:

$$M = \frac{1}{1 - \alpha L}.$$

Для того чтобы определить величину коэффициента лавинного умножения, необходимо знать конкретные параметры  $p$ - $n$ -перехода: площадь, концентрации примесей, профиль легирования, ширину области пространственного заряда (ОПЗ) при конкретной величине напряженности электрического поля и т.д. [1]. Эти данные для промышленных светодиодов отсутствуют. Известны лишь аппроксимационные выражения для коэффициентов ионизации и коэффициентов лавинного умножения, которые близки к экспериментальным зависимостям для кремниевых и германиевых  $p$ - $n$ -переходов.

Вернемся к определению спектра шума лавинного пробоя. Частота лавинообразования

$$f_n = \frac{1}{2\pi(M-1)\frac{\tau}{2}}.$$

Величина  $\frac{\tau}{2}$  определяет характерное время лавинообразования, равное половине времени пролета носителей через ОПЗ  $p$ - $n$ -перехода. Эта величина также неизвестна. Ранее было упомянуто, что частоту микроплазменных импульсов измерить невозможно. Следовательно, не представляется возможным и непосредственное измерение частоты лавинообразования.

Сравним теперь спектры мощности  $P(f)$ , согласно модели микроплазменного пробоя  $p$ - $n$ -перехода [2, 4, 5], с полученными в эксперименте. Длительности импульсов и пауз между импульсами случайны и подчиняются, по теоретическим представлениям, экспоненциальному распределению. Средняя частота импульсов, наблюдаемых при комнатной температуре, обычно составляет 10–100 кГц.

Спектр сигнала представлен на рис. 4. Первый участок, «плато», напоминает белый шум. На частотах, близких к  $10^5$  кГц, спектральная плотность распределяется по закону  $1/f^\gamma$  при  $\gamma > 1$  (для удобства проведена линия тренда).

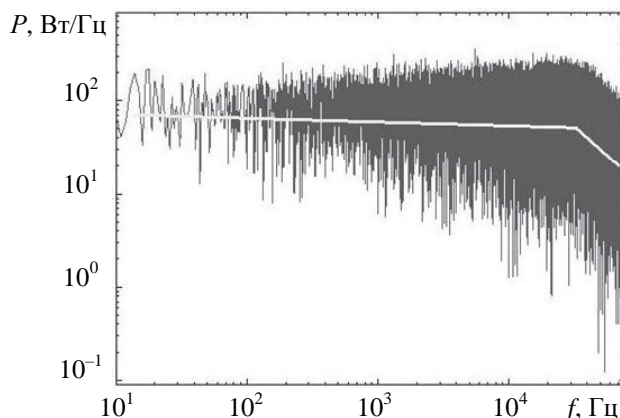


Рис. 4. Спектр микроплазменных импульсов, подчиняющихся экспоненциальному распределению

Однако спектр микроплазменного шума, полученного в исследуемом светодиоде, имеет иной вид (рис. 5). Белый шум наблюдается на существенно более коротком участке до 1 кГц. Второй и третий участки соответствуют зависимости  $1/f^\gamma$  с разными показателями:  $\gamma_2 > \gamma_3$ .

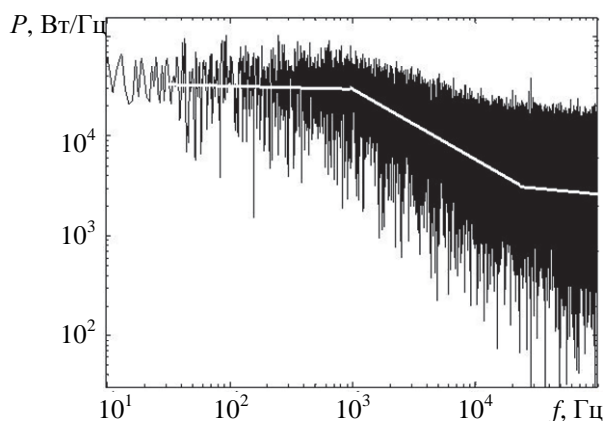


Рис. 5. Спектр микроплазменного шума светодиода

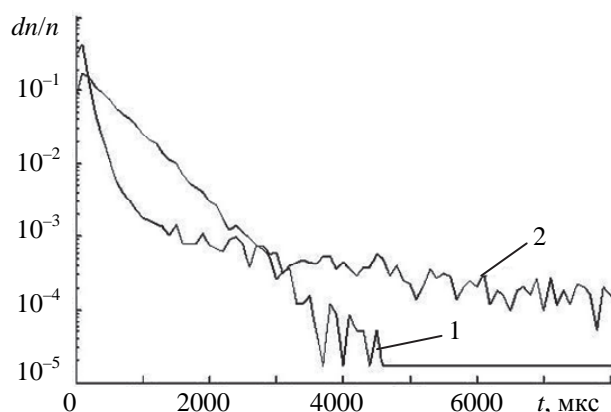


Рис. 6. Эмпирические функции распределения:

1 – график эмпирической функции распределения согласно модели, 2 – график эмпирической функции распределения, полученной из экспериментальных данных

Различен и вид эмпирических функций распределения (рис. 6) (гистограмм плотности вероятности) длительности интервалов между импульсами. В первом случае, исходя из существующих представ-

лений, по результату математического моделирования с использованием математического генератора случайных чисел строилась гистограмма. Во втором случае считалось количество временных интервалов  $n$  между импульсами микроплазменного шума, лежащих в соответствующих диапазонах по оси абсцисс: от  $X(i)$  до  $X(i)+dt$ .

Все эти признаки указывают на то, что существующая модель процессов, протекающих в ходе частичного лавинного пробоя  $p$ - $n$ -перехода, неприменима к промышленным образцам светодиодов.

### Лавинный пробой гетероструктур

Практически все современные светодиоды создаются на основе гетероструктур или структур с квантовыми ямами. Поведение гетероструктур в случае приложения обратного напряжения имеет ряд особенностей по сравнению с гомогенными переходами [6].

1. Концентрация носителей в активной области двойных гетероструктур намного превышает их концентрацию в гомогенных переходах. В связи с этим активную область обычно сильно не легируют [6]. Пониженные концентрации легирующих примесей ведут к уменьшению числа дефектов. Следовательно, по сравнению с гомогенными, локальных областей пробоя в гетероструктурах должно быть меньше.
2. Для создания активных и барьерных слоев, а также подложек используются материалы, разные по мольной доле образующих компонентов или по типу проводимости. Кристаллические структуры и постоянные решеток гетеропереходов почти одинаковы, но несогласование параметров приводит к дислокациям несоответствия или оборванным связям, т.е. к дефектам, что увеличивает вероятность локального пробоя.

Какой из двух факторов будет действовать в большей степени, определяется материалом, из которого изготовлен светодиод. В процессе эксперимента авторами установлено, что светодиоды на основе гетеропереходов (AlGaAs/AlGaAs и AlInGaP/GaAs) имеют напряжение пробоя выше, чем на основе гомогенных переходов (GaP:N – фосфид галлия, легированный азотом), т.е. имеет место первый механизм.

Характеристики светодиодов, изготовленных из материалов на основе арсенидов и фосфидов, сильнее зависят от концентрации дислокаций, чем нитридные соединения. Это подтверждают и наши эксперименты: напряжение пробоя светодиодов на основе InGaN/SiC (нитрид индия-галлия) выше, чем светодиодов на основе AlGaAs/AlGaAs (арсенид алюминия-галлия) или AlInGaP/GaAs (фосфид алюминия-галлия-индия).

### Фрактальные свойства микроплазменного шума

Для исследования процессов, происходящих в обратно смещенном светодиоде, была сконструирована установка, представленная на рис. 7. Использовались светодиоды красного свечения на основе AlGaAs/AlGaAs, GaP, AlInGaP/GaAs. На GaP-светодиоды подавалось обратное напряжение  $U_x$  от 10 до 19 В.

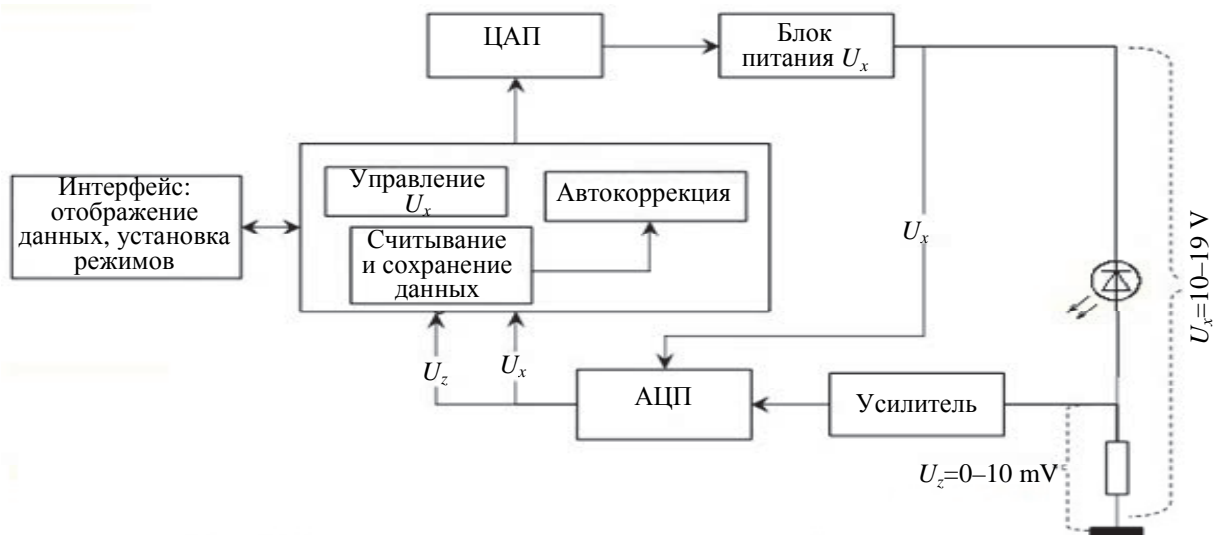


Рис. 7. Структурная схема экспериментальной установки

В результате анализа эмпирических данных выявлены следующие особенности [3]:

- длительность интервалов между импульсами отличается в несколько десятков раз и имеет случайный характер;
- ряды импульсов обладают свойством фрактальности.



Фракталами являются объекты, имеющие сильно изрезанную, нерегулярную структуру и обладающие свойством самоподобия. Характерным проявлением самоподобия является масштабная инвариантность, т.е. неизменность структуры (формы) объекта при изменении масштаба фрагментов.

Фрактальные временные ряды возникают, в частности, при измерениях различных естественных процессов: солнечной активности, уровня разливов рек, шумов электронных приборов, геофизической и геомагнитной активности, физиологических характеристик организма человека и т.д.

В качестве критерия оценки фрактальности исследуемого временного ряда авторами выбрана фрактальная размерность типа Хаусдорфа [7], которую можно представить в виде

$$D = \lim_{dT \rightarrow 0} \frac{\ln n}{\ln(1/dT)}$$

По результатам анализа возможностей систем символьной математики, таких как MATLAB, Maple [8], Mathematica, выбор был остановлен на пакете MATLAB. В этой среде был реализован специально разработанный алгоритм вычисления фрактальной размерности емкостного типа и построены соответствующие кривые (рис. 8). На графике рядом с кривыми указано значение обратного напряжения и величина рассчитанной емкостной фрактальной размерности.

На фрактальные свойства микроплазменного шума указывает и характер спектра (рис. 5), в особенности второй его участок. Фрактальная размерность  $D$  связана с показателем  $\gamma$  через скейлинговый параметр или постоянную Херста [9, 10]. На первом участке спектра частота следования импульсов меньше, чем на остальных,  $D \rightarrow 0$ ; на третьем участке частота велика, частичный пробой вырождается в полный лавинный пробой,  $D \rightarrow 1$ . На втором участке спектра величина  $0 < D < 1$  и является пригодной для использования в приложениях.

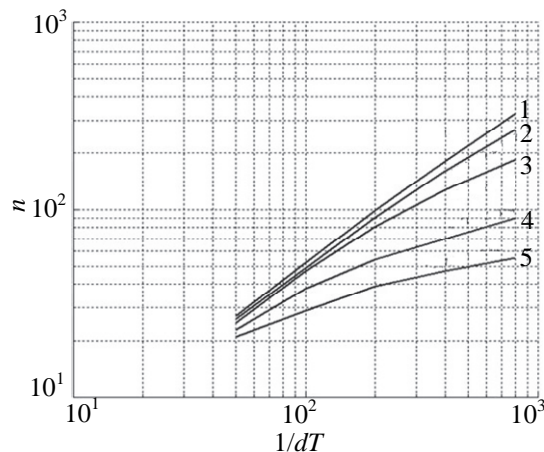


Рис. 8. Кривые фрактальной размерности  
(1 –  $V=17,4$ ;  $D=0,85$ ; 2 –  $V=17,35$ ;  $D=0,75$ ; 3 –  $V=17,32$ ;  $D=0,72$ ; 4 –  $V=17,3$ ;  $D=0,54$ ; 5 –  $V=17,25$ ;  $D=0,44$ )

Таким образом, показано, что микроплазменный шум обладает фрактальными свойствами, степень выраженности которых можно менять за счет изменения обратного напряжения, приложенного к светодиоде [3].

### Заключение

Анализ существующих моделей процессов, протекающих при лавинном пробое p-n-перехода в кремнии, показал, что данные, полученные с их помощью, плохо согласуются с данными экспериментов. Эмпирически обнаружены фрактальные свойства микроплазменного шума.

Полученные результаты могут быть использованы во фрактальной электронике, фрактальной радиотехнике. Эти развивающиеся отрасли имеют разнообразное применение [11–15], однако дальнейшее совершенствование систем передачи информации требует своего развития. Предполагаемая область внедрения фрактального сигнала, полученного с помощью обратно смещенного светодиода, – системы связи [16], в которых этот сигнал можно использовать для помехозащищенной конфиденциальной передачи сигналов.

### Литература

1. Лебедев А.И. Физика полупроводниковых приборов. М.: Физмалит, 2008. 488 с.
2. Грехов И.В., Сerezкин Ю.Н. Лавинный пробой p-n-перехода в полупроводниках. Л.: Энергия, 1980. 152 с.
3. Воротков М.В., Скворцов Н.Н., Шашкина А.С.

### References

1. Lebedev A.I. *Physics of Semiconductor Devices*. Moscow, Fizmalit Publ., 2008, 488 p. (In Russian)
2. Grekhov I.V., Serezhkin Yu.N. *Lavimnyi Proboi p-n-perekhoda v poluprovodnikakh* [Avalanche Breakdown of p-n-transition in Semiconductors]. Leningrad, Energiya, 1980, 152 p.

- Фрактальные свойства микроплазменного шума // *Материалы III Всероссийской научно-практической конференции «Инновационные технологии в медиаобразовании»*. СПб., 2015. С. 65–71.
4. Тагер А.С. Лавинно-пролетный диод и его применение в технике СВЧ // *Успехи физических наук*. 1966. Т. 90. С. 631–666.
  5. Якимов А.В. Физика шумов и флуктуаций параметров. Н. Новгород: Нижегородский госуниверситет, 2013. 85 с.
  6. Шуберт Ф.Е. Светодиоды / Под ред. А.Э. Юновича. М.: Физматлит, 2008. 496 с.
  7. Федер Е. Фракталы. М.: Мир, 1991. 254 с.
  8. Скворцов Н.Н., Шашкина А.С. Квантово-механический осциллятор в Maple // *Сборник материалов Тринадцатой международной конференции «Физика в системе современного образования»*. Санкт-Петербург, 2015. 393 с.
  9. Короленко П.В., Маганова М.С., Меснянкин А.В. Новационные методы анализа стохастических процессов и структур в оптике. Фрактальные и мультифрактальные методы, вейвлет-преобразования. М.: МГУ, 2004. 82 с.
  10. Хандурин А.В. Сигналы с аддитивной фрактальной структурой. Дисс. ... канд. техн. наук. М.: МЭИ, 2011, 216 с.
  11. Потапов А.А. Фрактальный радиолокатор // *Вестник РГРТУ*. 2015. № 52. С. 28–42.
  12. Болотов В.Н., Ткач Ю.В. Генерирование сигналов с фрактальными спектрами // *ЖТФ*. 2006. Т. 76. № 4. С. 91–98.
  13. Болотов В.Н., Ткач Ю.В. Фрактальная система связи // *ЖТФ*. 2008. Т. 78. № 9. С. 91–95.
  14. Потапов А.А. Фракталы, скейлинг и дробные операторы в обработке информации (Московская научная школа фрактальных методов в ИРЭ им. В.А. Котельникова РАН, 1981–2011 гг.) / В сб. *Необратимые процессы в природе и технике*. М.: МГТУ, 2012. Вып. 4. С. 5–121.
  15. Мезин Н.И., Глущенко А.А., Кузовлев Ю.Е. Генераторы хаоса на базе пленок железо-иттриевого граната для систем связи с хаотическим синхронным откликом // *ПЖТФ*. 2012. Т. 38. № 19. С. 14–22.
  16. Выбодин Ю.К., Кривошейкин А.В., Нурмухамедов Л.Х. Методы обработки сигналов в системах передачи дискретной информации. СПб.: СПбГИКиТ, 2015. 320 с.
  3. Vorotkov M.V., Skvortsov N.N., Shashkina A.S. Fractal properties of microplasma noise. *Proc. 3<sup>rd</sup> All-Russian Conf. on Innovative Technologies in Media Education*. St. Petersburg, 2015, pp. 65–71. (In Russian)
  4. Tager A.S. The avalanche-transit diode and its use in microwaves. *Soviet Physics Uspekhi*, 1967, vol. 9, pp. 892–912. doi: 10.1070/PU1967v009n06ABEH003231
  5. Yakimov A.V. *Physics of Noise and Parameters Fluctuations*. N. Novgorod, UNN Publ., 2013, 85 p. (In Russian)
  6. Schubert E.F. *Light-Emitting Diodes*. Cambridge University Press, 2006, 327 p.
  7. Feder J. *Fractals*. NY-London, Plenum Press, 1988.
  8. Skvortsov N.N., Shashkina A.S. Quantum-mechanical oscillator at Maple. *Proc. 13<sup>th</sup> Int. Conf. on Physics in Modern Education System*. St. Petersburg, 2015, 393 p. (In Russian)
  9. Korolenko P.V., Maganova M.S., Mesnyankin A.V. *Novation Methods for analysis of Stochastic Processes and Structures in Optics. Fractal and Multifractal Methods, Wavelet Transforms*. Moscow, MSU Publ., 2004, 82 p.
  10. Khandurin A.V. *Signaly s Additivnoi Fraktal'noi Strukuroi. Diss. ... Kand. Tekhn. Nauk.* [Additive Fractal Structure Signals. Dis. Eng. Sci.]. Moscow, 2011, 216 p.
  11. Potapov A.A. Fractal radar. *Vestnik of Ryazan State Radioengineering University*, 2015, no. 52, pp. 28–42. (In Russian)
  12. Bolotov V.N., Tkach Yu.V. Generation of fractal-spectrum signals. *Technical Physics*, 2006, vol. 76, no. 4, pp. 482–488. doi: 10.1134/S1063784206040141
  13. Bolotov V.N., Tkach Yu.V. Fractal communication system. *Technical Physics*, 2008, vol. 53, no. 9, pp. 1192–1196. doi: 10.1134/S1063784208090107
  14. Potapov A.A. Fractals, scaling and fractional operators in information processing (Moscow scientific school of fractal techniques IRE named V.A. Kotelnikov RAS, 1981-2011). In: *Irreversible Processes in Nature and Techniques*. Moscow, MSTU Publ., 2012, no. 4, pp. 5–121.
  15. Mezin N.I., Glushchenko A.A., Kuzovlev Y.E. Chaos generators based on yttrium-iron garnet films for communication systems with a chaotic synchronous response. *Technical Physics Letters*, 2012, vol. 38, no. 10, pp. 876–879. doi: 10.1134/S1063785012100082
  16. Vyboldin Yu.K., Krivosheikin A.V., Nurmukhamedov L.Kh. *Signal Processing Methods in Digital Data Transmission Systems*. St. Petersburg, SPSUFT Publ., 2015, 320 p.

### Авторы

**Шашкина Антонина Сергеевна** – аспирант, Санкт-Петербургский государственный институт кино и телевидения, Санкт-Петербург, 191119, Российская Федерация, shashkinaas@yandex.ru

**Кривошейкин Анатолий Валентинович** – доктор технических наук, профессор, профессор, Санкт-Петербургский государственный институт кино и телевидения, Санкт-Петербург, 191119, Российская Федерация, krivav@ya.ru

**Скворцов Николай Николаевич** – кандидат технических наук, доцент, доцент, Санкт-Петербургский государственный институт кино и телевидения, Санкт-Петербург, 191119, Российская Федерация, nnskvo@gmail.com

**Воротков Михаил Владимирович** – ведущий инженер, Главная астрономическая обсерватория РАН, Санкт-Петербург, 196140, Российская Федерация, biser\_gao@mail.ru

### Authors

**Antonina S. Shashkina** – postgraduate, St. Petersburg State University of Film and Television, Saint Petersburg, 191119, Russian Federation, shashkinaas@yandex.ru

**Anatoliy V. Krivosheikin** – D.Sc., Professor, Professor, St. Petersburg State University of Film and Television, Saint Petersburg, 191119, Russian Federation, krivav@ya.ru

**Nikolai N. Skvortsov** – PhD, Associate professor, Associate professor, St. Petersburg State University of Film and Television, Saint Petersburg, 191119, Russian Federation, nnskvo@gmail.com

**Michail V. Vorotkov** – leading engineer, The Central Astronomical Observatory of the Russian Academy of Sciences at Pulkovo, Saint Petersburg, 196140, Russian Federation, biser\_gao@mail.ru