

Статистическая задержка пробоя микроплазмы в фосфидгаллиевых $p-n$ -переходах

© С.В. Булярский, Ю.Н. Серёжкин*, В.К. Ионычев*

Ульяновский государственный университет,
432700 Ульяновск, Россия

* Мордовский государственный университет,
430000 Саранск, Россия

(Получена 15 февраля 1999 г. Принята к печати 29 апреля 1999 г.)

Проведено исследование механизма включения микроплазмы в фосфидгаллиевых $p-n$ -переходах. Показано, что измерение функции распределения статистической задержки пробоя по длительности позволяет определять энергетический спектр глубоких центров, локализованных в микроплазменных каналах. Экспериментальные исследования проведены на промышленных фосфидгаллиевых светодиодах АЛ102 красного свечения. В температурном диапазоне 100–380 К выявлено влияние ряда энергетических уровней. В исследуемых диодах обнаружено необычное сильное влияние глубоких центров на статистическую задержку пробоя при изменении их зарядового состояния частичным уменьшением напряжения на $p-n$ -переходе.

Введение

Лавинный пробой $p-n$ -переходов обычно имеет микроплазменный характер и задержку [1]. На задержку пробоя большое влияние оказывают глубокие центры (ГЦ), находящиеся в области пространственного заряда $p-n$ -перехода [2–6]. При большой концентрации ГЦ, когда при их перезарядке заметно изменяется напряженность электрического поля в $p-n$ -переходе, появляется релаксационная задержка пробоя [4]. Если концентрация ГЦ мала, то они влияют на статистическую задержку пробоя микроплазм. Для кремниевых $p-n$ -переходов это исследовалось в работе [5], для фосфидгаллиевых — в [6]. Однако полученные результаты, как отмечают сами авторы этих работ, оказались слишком неточными и противоречивыми.

Многие трудности, на наш взгляд, связаны с тем, что перезарядка ГЦ осуществлялась протеканием лавинного тока через канал микроплазмы. В этом случае может иметь место захват на ГЦ как электронов, так и дырок. Заполнение ГЦ происходит во всей области пространственного заряда, в том числе и в районе максимального поля. Поэтому при реэмиссии захваченных носителей заряда возможно проявление эффектов типа Френкеля–Пула или туннелирования. При протекании заполняющего импульса тока происходит разогрев канала микроплазмы. Так как эмиссия носителей происходила через короткое время, возникали проблемы с определением температуры.

В данной работе изучается влияние ГЦ на статистическую задержку пробоя при их заполнении снижением обратного напряжения на $p-n$ -переходе. В этом случае происходит захват лишь носителей заряда (электронов со стороны n -базы или дырок со стороны p -базы). Заполнение ГЦ можно производить в ограниченной области вблизи границ области пространственного заряда, где напряженность электрического поля значительно ниже максимальной напряженности поля $p-n$ -перехода.

Рассматривается влияние ГЦ в канале микроплазмы на вероятность ее включения и возможность определения параметров глубоких уровней из измерений функции распределения длительности статистической задержки пробоя микроплазмы.

Функция распределения статистической задержки пробоя по длительности

Рассмотрим $p-n$ -переход, в котором имеются равномерно распределенный ГЦ с энергетическим уровнем в верхней половине запрещенной зоны. В этом случае, как правило, коэффициент эмиссии электронов с ГЦ намного больше коэффициента эмиссии дырок $e_n \gg e_p$. Пусть $p-n$ -переход в течение достаточного времени находился под напряжением U_m , так что достигнуто стационарное заполнение ГЦ. Увеличим скачком напряжение от U_m до $U > U_m$, где U_m — напряжение пробоя микроплазмы. Ситуация в канале микроплазмы через некоторое время t после скачка напряжения схематически представлена на рис. 1.

При $e_n \gg e_p$ в области от $-L_p$ до L_m ГЦ будут практически пустыми, и с них будет происходить поочередная эмиссия дырок и электронов. В области от L_m до L_n в начальный момент времени после скачка напряжения все ГЦ оказываются полностью заполненными электронами. В этой области будет наблюдаться преимущественная эмиссия электронов.

Вероятность включения микроплазмы после приложения перенапряжения может быть представлена в виде [2]

$$P_M = 1 - \exp \left[- \int_0^t P_{01}(t) dt \right],$$

где P_{01} — вероятность перехода из состояния ”выключено” в состояние ”включено” в единицу времени. Она определяется частотой появления в канале микроплазмы запускающих носителей и вероятностью запуска ими

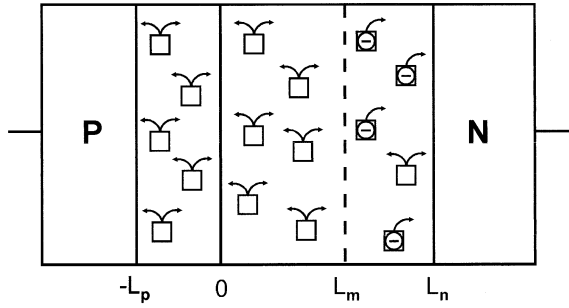


Рис. 1. Схематическое изображение p - n -перехода.

лавны. В рассматриваемом случае включение микроплазмы будет вызываться электронами и дырками, эмитированными с ГЦ.

Вероятность того, что в течение времени t после подачи перенапряжения микроплазма не включится, определяется выражением

$$1 - P_M = \exp \left\{ -S_M \int_0^t \int_{-L_p}^{L_n} \left[G_n(x, t) P_n(x, t) + G_p(x, t) P_p(x, t) \right] dx dt \right\}, \quad (1)$$

где $G_n(x, t)$ и $G_p(x, t)$ есть скорости эмиссии электронов и дырок с ГЦ соответственно, $P_n(x, t)$ и $P_p(x, t)$ — вероятности запуска ими лавины, S_M — сечение микроплазменного канала.

В первой части области пространственного заряда от $-L_p$ до L_m имеется стационарное заполнение ГЦ, и скорости эмиссии электронов и дырок одинаковы

$$G_{n1} = G_{p1} = \frac{e_n e_p}{e_n + e_p} N_t, \quad (2)$$

где e_n и e_p — коэффициенты эмиссии электронов и дырок с ГЦ, N_t — концентрация ГЦ.

Во второй части от L_m до L_n имеется нестационарное заполнение ГЦ. Скорости эмиссии в этой области даются соотношениями

$$G_{n2} = e_n N_t \left(\frac{e_n}{e_n + e_p} e^{-\frac{t}{\tau}} + \frac{e_p}{e_n + e_p} \right), \quad (3)$$

$$G_{p2} = \frac{e_n e_p}{e_n + e_p} N_t \left(1 - e^{-\frac{t}{\tau}} \right), \quad (4)$$

$$\tau = (e_n + e_p)^{-1}.$$

При этом предполагается, что при $t = 0$ заполнение ГЦ в этой части было полным. Примем также, что концентрация ГЦ N_t мала по сравнению с концентрацией легирующих примесей, и отсутствует влияние электрического поля на эмиссию носителей заряда с ГЦ. В этом случае e_n и e_p не зависят от координаты, а L_n , L_p , P_n и P_p — от времени.

Тогда на основании (1)–(4) для функции распределения задержки пробоя по длительности (вероятность того, что в течение времени t микроплазма не включится) имеем

$$1 - P_M = \exp \left\{ -S_M N_t \left[\frac{e_n e_p}{e_n + e_p} t \int_{-L_p}^{L_n} (P_n(x) + P_p(x)) dx + \frac{e_n^2}{(e_n + e_p)^2} \left(1 - e^{-\frac{t}{\tau}} \right) \times \left(\int_{L_m}^{L_n} P_n(x) dx - \frac{e_p}{e_n} \int_{L_m}^{L_n} P_p(x) dx \right) \right] \right\}. \quad (5)$$

В GaP коэффициенты ударной ионизации электронов и дырок равны $\alpha_n = \alpha_p = \alpha$. В этом случае вероятности запуска лавины электроном $P_n(x)$ и дыркой $P_p(x)$, стартовыми из точки x области пространственного заряда, определяются выражениями [1]

$$P_n(x) = 1 - \exp \left[-P_{np} \int_x^{L_n} \alpha(x') dx \right],$$

$$P_p(x) = 1 - \exp \left[-P_{np} \int_{-L_p}^x \alpha(x') dx \right], \quad (6)$$

где P_{np} — вероятность запуска лавины электронно-дырочной парой. При равенстве коэффициентов ионизации электронов и дырок она не зависит от местоположения генерации пары и определяется трансцендентным уравнением

$$1 - P_{np} = \exp \left[-P_{np} \int_{-L_p}^{L_n} \alpha(x) dx \right]. \quad (7)$$

Как следует из (5), в полулогарифмической системе координат функция распределения задержки пробоя состоит из линейной и нелинейной частей

$$f(t) = -\frac{M}{L} \int_{-L_p}^{L_n} [P_n(x) + P_p(x)] dx \frac{e_n e_p}{e_n + e_p} t, \quad (8)$$

$$\varphi(t) = -\frac{M}{L} \left[\int_{L_m}^{L_n} P_n(x) dx - \frac{e_p}{e_n} \int_{L_m}^{L_n} P_p(x) dx \right] \times \frac{e_n^2}{(e_n + e_p)^2} \left(1 - e^{-\frac{t}{\tau}} \right), \quad (9)$$

где M — число ГЦ в канале микроплазмы.

Для чисто электронной ловушки ($e_p = 0$) линейное слагаемое равно нулю, и функция распределения задержки пробоя имеет вид

$$1 - P_M = \exp \left[A \left(1 - \exp \left(-\frac{t}{\tau} \right) \right) \right]. \quad (10)$$

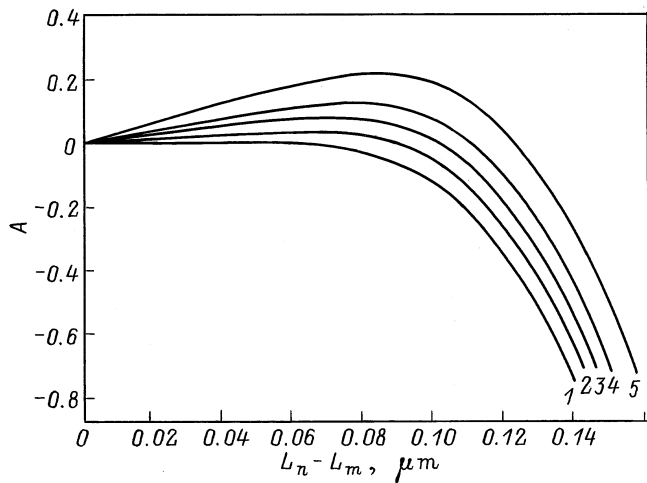


Рис. 2. Зависимость параметра A от ширины области заполнения. Градиент концентрации $4 \cdot 10^{22} \text{ см}^{-4}$; $T = 300 \text{ К}$; $U_M = 17.80 \text{ В}$; $U - U_M = 0.7 \text{ В}$. e_p/e_n : 1 — $\leq 10^{-3}$, 2 — 10^{-2} , 3 — $2 \cdot 10^{-2}$, 4 — $3 \cdot 10^{-2}$, 5 — $5 \cdot 10^{-2}$.

В этом случае A всегда отрицательно, что соответствует уменьшению статистической задержки пробоя. Если же $e_p \neq 0$, то линейное слагаемое можно исключить из рассмотрения, если измерить функцию распределения без заполнения ГЦ. В этом случае при малых перенапряжениях $L_m \cong L_n$ и, согласно (5), измеряется $f(t)$. Таким образом, вопрос можно свести к анализу функции $\varphi(t)$, содержащей основную информацию о влиянии ГЦ на задержку пробоя, и которая также имеет вид (10). Как следует из (9), в этом случае A может иметь как отрицательный, так и положительный знак. Последнее означает, что заполнение ГЦ основными носителями заряда увеличивает статистическую задержку микроплазмы.

На рис. 2 показано изменение параметра A с ростом ширины области заполнения для плавного фосфидгаллиевого $p-n$ -перехода при $M = 100$. При расчетах использовались коэффициенты ионизации из работы [7]. Как видно из рисунка, при равных коэффициентах ионизации электронов и дырок увеличение статистической задержки пробоя наблюдать труднее, чем ее уменьшение. При заполнении ГЦ вблизи края области пространственного заряда $A > 0$, но по абсолютной величине мало. Это затрудняет ее выделение из общей функции распределения задержки пробоя. Несколько благоприятнее ситуация в резких асимметричных $p-n$ -переходах. При прочих примерно одинаковых условиях значения A вблизи максимума в них на порядок величины больше.

Еще легче наблюдать увеличение статистической задержки пробоя в случаях, когда коэффициенты ударной ионизации основных носителей заряда меньше, чем неосновных носителей заряда (например, в кремниевых n^+-p -переходах). Здесь заполнение ГЦ дырками приводит к временному уменьшению эмиссии электронов, вклад которых в запуск лавины существенно выше.

Легко можно получить функцию распределения задержки пробоя для случая переключения напряжения с задержкой. Увеличить напряжение с U_m до U_M , сделать временную задержку t_d и затем увеличить напряжение до $U > U_M$. При небольших перенапряжениях $U - U_M$ это сводится к добавлению множителя $\exp(-\frac{t_d}{\tau})$ в выражении для нелинейной части (9). Действие такой выдержки t_d эквивалентно неполному заполнению ГЦ в области от L_m до L_n .

В реальных $p-n$ -переходах наряду с эмиссией носителей заряда с ГЦ имеются и других механизмы, поставляющие носители для запуска лавины. В этом случае правая часть выражения (5) в показателе экспоненты должна быть дополнена еще одним, чаще всего линейным [1], слагаемым. Его вклад также можно учесть при измерении функции распределения задержки пробоя без заполнения ГЦ (фоновый запуск).

Экспериментальные результаты

Исследование влияния ГЦ на задержку пробоя микроплазмы позволяет определять параметры ГЦ, находящихся в микроплазменных каналах. Это можно сделать, либо измерив функцию распределения задержек пробоя, либо по влиянию выдержки t_d при напряжении U_M . Ограничимся определением параметров ГЦ непосредственно из функции распределения задержки пробоя.

Измерения проводились на серийных фосфидгаллиевых светодиодах красного свечения АЛ1102. Вольт-фарадные характеристики показывали на примерно линейный характер распределения легирующих примесей в пределах области пространственного заряда с градиентом концентрации около $4 \cdot 10^{22} \text{ см}^{-4}$. Стационарное напряжение пробоя первых микроплазм в различных диодах изменялось в пределах 18–19 В. Для измерений отбирались диоды, в которых напряжение пробоя второй микроплазмы более чем на 1 В превышало напряжение пробоя первой.

Анализ исследуемых светодиодов показал, что возникновение микроплазмы всегда сопровождалось появлением светящейся точки желто-оранжевого цвета. Эти точки во всех случаях располагались вне краевого контура $p-n$ -перехода. Это, по-видимому, объясняется тем, что вблизи границы области пространственного заряда концентрация легирующих примесей составляла $\sim 6 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$. Поверхностные состояния при такой высокой концентрации примесей не оказывали существенного влияния на распределение поля, и пробой $p-n$ -перехода носил объемный характер.

Исследования проводились в диапазоне температур 100–380 К. Образцы помещались в светонепроницаемый крио-термостат с точностью поддержания температуры $\sim 0.1 \text{ К}$. Температура образцов контролировалась платиновым термометром сопротивления ТСПН-5. Напряжение на $p-n$ -переходе изменялось с помощью генератора ступенчатого напряжения с фронтом нарастания около 10 мкс. Время задержки пробоя измерялось частотомером ЧЗ-54.

При наблюдении на постоянном напряжении микроплазменные импульсы во всем температурном диапазоне имели четко выраженный "пакетный" характер. Это свидетельствовало о наличии ГЦ в каналах микроплазм. Однако никакой релаксации барьерной емкости во времени на наблюдалось. Температурная зависимость емкости имела плавный монотонный характер. Все это свидетельствовало либо о низкой концентрации ГЦ в диодах, либо об их локализации в микроплазменных каналах.

Для исключения влияния предыдущего цикла пробоя при измерениях задержки пробоя проводилась достаточная выдержка диода при напряжении заполнения U_m . В зависимости от температуры это время составляло от долей секунды при высокой температуре, до нескольких секунд при низких.

Без заполнения ГЦ функции распределения задержки пробоя в полулогарифмических координатах были линейными. Если реэмиссия захваченных носителей заряда с ГЦ исключена, то запуск лавины осуществляется генерированными электронно-дырочными парами (поступление неосновных носителей заряда в канал микроплазмы из базовых областей эквивалентно генерации электронно-дырочной пары на границе области пространственного заряда). Легко показать, что среднюю длительность задержки пробоя t_0 для равных коэффициентов ударной ионизации электронов и дырок в этом случае можно представить в виде

$$t_0 = (\nu P_{np})^{-1}, \quad (11)$$

где ν — частота появления электронно-дырочных пар в канале микроплазмы. Здесь P_{np} не зависит от местоположения генерации пары и определяется выражением (7). С помощью (11) найдено, что ν очень слабо меняется с температурой и сильно зависит от приложенного напряжения. Это указывает на то, что в исследуемом интервале температур в поставке носителей заряда для запуска лавины очень большой вклад вносят туннельные механизмы генерации электронно-дырочных пар.

Для экспериментального измерения функции распределения задержки пробоя необходимо выполнение условия $t_0 > 2\tau$. Этого можно было добиться выбором перенапряжения $(U - U_M)$ на диоде или изменением температуры.

На рис. 3 представлены функции распределения задержки пробоя $1 - P_M$ для $T = 320.9$ К. Функция $1 - P_M$ определялась, как отношение числа импульсов ступенчатого напряжения, при котором задержка пробоя превышала t , к полному числу прикладываемых импульсов (1000). Как видно из рисунка, все кривые соответствуют соотношениям (5), (8)–(10). При некоторых температурах результирующая кривая 3 описывалась суммой двух экспонент вида (10) с постоянными времени, различающимися почти на порядок величины. Это позволяло проводить раздельное определение τ в этих случаях.

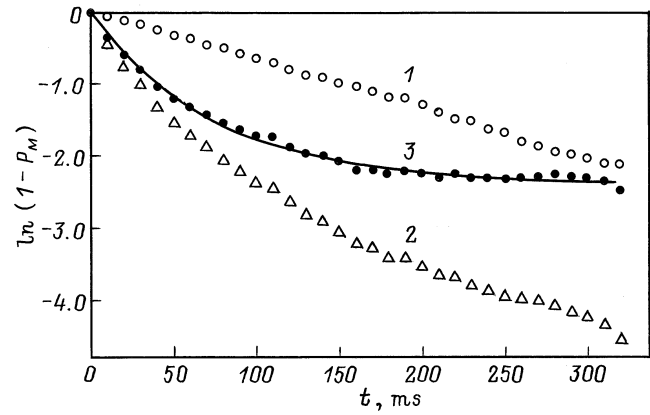


Рис. 3. Функции распределения статистической задержки пробоя по длительности. 1 — без заполнения ГЦ, 2 — с заполнением ГЦ, 3 — разностная кривая, соответствующая выражению (10) при $A = 2.40$ и $\tau = 78.2$ мс. $T = 320.9$ К; $U_M = 18.45$ В; $U - U_M = 0.35$ В; $U_m = 13.0$ В.

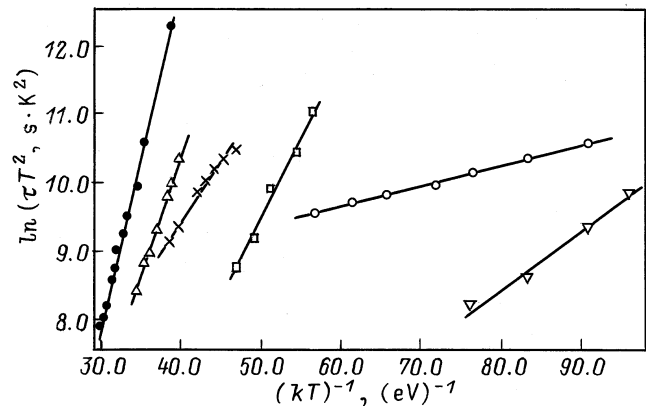


Рис. 4. Кривые Аррениуса для обнаруженных уровней.

На рис. 4 приведены зависимости τ от T в виде кривых Аррениуса. Найдено шесть значений энергии активации (в эВ): 0.49 ± 0.01 , 0.35 ± 0.01 , 0.23 ± 0.01 , 0.16 ± 0.01 , 0.084 ± 0.005 , 0.030 ± 0.001 . Первые пять значений энергии активации можно приписать отдельным энергетическим уровням. Однако определить, от какой зоны отсчитываются эти значения энергии, невозможно, так как исследованные диоды имели почти симметричную структуру. Последняя энергия активации проявляется при низких температурах в достаточно широком интервале. Возможно, она связана с флуктуациями зонного потенциала в области пространственного заряда $p-n$ -перехода [8]. Вблизи границы области пространственного заряда они могут привести к возникновению локальных областей, захватывающих и длительно удерживающих основные носители заряда.

Следует отметить, что во всем температурном диапазоне заполнение ГЦ снижением напряжения приводило к уменьшению статистической задержки пробоя. При этом обнаружена аномально высокая чувствительность

к заполнению ГЦ, особенно при низких температурах. Даже при небольшом уменьшении напряжения на $p-n$ -переходе ($U_M - U_m \cong 0.5 \div 4$ В) наблюдалось снижение среднего времени задержки пробоя, и значение параметра A по абсолютной величине достигало значения 1–2. В то время как расчеты с использованием коэффициентов ионизации работы [7] при разумных предположениях о геометрических размерах микроплазм и концентрации ГЦ дают для A значения меньше на десять порядков величины. Как следует из рис. 2, для исследуемых диодов заметное возрастание A с ростом области заполнения должно наблюдаться при $L_n - L_m \geq 0.3L_B$, где L_B — ширина области пространственного заряда при напряжении пробоя микроплазмы.

Для объяснения аномально высокой чувствительности задержки пробоя к заполнению ГЦ можно сделать несколько предположений.

1. Распределение электрического поля в канале микроплазмы существенно отличается от распределения поля в исследуемых $p-n$ -переходах и больше напоминает распределение поля в p^+-n-n^+ -структуре. В этом случае даже при заполнении ГЦ вблизи края области пространственного заряда они оказываются в области относительно высокого поля. А возрастание чувствительности к заполнению ГЦ с понижением температуры связано с увеличением ширины краевого слоя области пространственного заряда, в котором ГЦ всегда полностью заполнены.

2. Коэффициенты ударной ионизации в GaP и их температурная зависимость в слабых полях значительно больше по сравнению с тем, что дает экстраполяция данных работы [7]. В этой работе коэффициенты ионизации измерены в диапазоне полей $(5 \div 13) \cdot 10^5$ В/см, в то время как максимальное значение поля в области заполнения ГЦ при $U_M - U_m \cong 4$ В имеет порядок 10^5 В/см.

3. Хотя функция распределения носителей заряда в GaP в сильных полях считается сферически симметричной, имеется небольшое число носителей заряда, которым удается избежать столкновений с фононами (электроны Шокли). Именно они и играют основную роль в запуске лавины при эмиссии носителей заряда с ГЦ. В этом случае при расчетах вероятности запуска лавины использование средних значений коэффициентов ударной ионизации недостаточно, и теория запуска лавины должна быть пересмотрена.

В настоящее время нет оснований отдавать предпочтение какому-либо из этих предположений.

Работа выполнена при поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (грант 98-02-03334).

Список литературы

- [1] И.В. Грехов, Ю.Н. Серезкин. *Лавинный пробой $p-n$ -перехода в полупроводниках* (Л., Энергия, 1980).
- [2] С. Kimura, J. Nishizawa. *Jap. J. Appl. Phys.*, **7**, 1453 (1968).
- [3] M.W. Nield, J.H. Leck. *Br. J. Appl. Phys.*, **18**, 185 (1967).

- [4] П.В. Акимов, И.В. Грехов, Ю.Н. Серезкин. *ФТП*, **4**, 2099 (1970).
- [5] K.I. Nuttal, M.W. Nield. *Sol. St. Electron.*, **18**, 13 (1975).
- [6] G. Ferenczi. *Sol. St. Electron.*, **17**, 903 (1974).
- [7] R.A. Logan, H.G. White. *J. Appl. Phys.*, **36**, 3945 (1965).
- [8] С.В. Булярский, Н.С. Грушко. *Генерационно-рекомбинационные процессы в активных элементах* (М., Изд-во МГУ, 1995).

Редактор В.В. Чалдышев

Statistical delay of microplasma breakdown in GaP $p-n$ junctions

S.V. Buljarskii, Yu.N. Serjzhkin*, V.K. Ionychev*

Uljanovsk State University,
432700 Uljanovsk, Russia

* Mordovian State University,
430000 Saransk, Russia

Abstract A study has been made of the mechanism of microplasma switch in GaP $p-n$ junction. It is shown that knowledge of the statistical breakdown delay occurrence as a function of its length of time makes it possible to find the energy spectrum of deep centers located in microplasma channels. Measurements have been carried out on industrial GaP light emitting diodes АЛ102 of red luminescence. In a temperature range 100–380 K is revealed the influence of some energy levels. In diodes investigated an uncommonly strong influence of deep centers on the statistical breakdown delay was observed when changing their charge state by partial reduction of the voltage at $p-n$ junction.