

Исследование глубоких центров в микроплазменных каналах кремниевых лавинных эпитаксиальных диодов

© В.К. Ионычев[¶], А.Н. Ребров

Мордовский государственный университет,
430000 Саранск, Россия

(Получена 11 ноября 2008 г. Принята к печати 17 ноября 2008 г.)

Проведено исследование статистической задержки пробоя микроплазмы в кремниевых эпитаксиальных $p-n$ -переходах. Показано, что при изменении зарядового состояния глубоких центров снижением напряжения на $p-n$ -переходе статистическая задержка микроплазменного пробоя позволяет определять параметры глубоких центров. В температурном диапазоне 100–220 К обнаружено четыре глубоких уровня, и определены их параметры.

PACS: 71.55.Cn, 85.30.Kk, 85.30.Mn

1. Введение

Лавинный пробой реальных $p-n$ -переходов сильно локализован и имеет микроплазменный характер. Микроплазмы (МП), как правило, располагаются в местах скопления различного рода структурных дефектов и несовершенств. Надежность лавинных диодов, их способность выдерживать кратковременные перегрузки в обратном направлении целиком определяются совокупностью МП диода. Поэтому примесная атмосфера и структурные дефекты микроплазменных каналов представляют большой интерес для разработчиков лавинных диодов.

При приложении к $p-n$ -переходу обратного напряжения, превышающего напряжение пробоя самой низковольтной МП, наблюдается статистическая, или релаксационная задержка пробоя [1]. Если в микроплазменном канале имеются глубокие центры (ГЦ), то эмиссия с них носителей заряда влияет на статистическую задержку пробоя даже в тех случаях, когда концентрация ГЦ на много порядков величины меньше концентрации легирующих примесей. В отличие от известных традиционных методов (емкостная спектроскопия, эффект Холла, фотопроводимость и т.д.) задержка лавинного пробоя дает возможность изучения характеристик локальных мест скопления дефектов, что очень важно для прогнозирования свойств и надежности полупроводниковых приборов.

В научной литературе описано несколько попыток определения параметров ГЦ по статистической задержке микроплазменного пробоя [2–4]. Однако, как отмечали сами авторы, полученные результаты оказались слишком неточными и противоречивыми. В данной работе использовался метод, описание и теоретическое обоснование которого можно найти в [5]. Изменение зарядового состояния ГЦ проводилось частичным снижением обратного напряжения на $p-n$ -переходе. В этом случае ГЦ заполняются основными носителями заряда. При этом заполнение ГЦ можно проводить лишь в ограниченной

части области пространственного заряда (ОПЗ) вблизи ее границ, где напряженность электрического поля относительно небольшая. Рассматривается возможность определения параметров глубоких уровней из измерений функции распределения длительности статистической задержки пробоя МП (кривой Лауэ) в кремниевом лавинном диоде.

2. Экспериментальные образцы

В качестве объекта исследования были выбраны лавинные выпрямительные диоды КД2978. Основу структуры образует подложка из p -кремния марки КДБ-0.005. Электронно-дырочный переход формировался путем выращивания эпитаксиальной пленки p -типа проводимости толщиной 18 мкм с удельным сопротивлением 0.07 Ом·см. В месте выхода $p-n$ -перехода на поверхность вытравливалась канавка, которая заравнивалась азотнокислым окислом методом плазмохимического осаждения в атмосфере O_2 и N_2 . Площадь исследуемых диодов по сравнению с промышленными образцами была уменьшена в 16 раз и составила 1 мм². Это было сделано с целью получения „одинокных“ МП, максимально отстоящих друг от друга по напряжению пробоя. По результатам исследования вольт-фарадных характеристик и прямых ветвей вольт-амперных характеристик [6] было обнаружено, что данные диоды характеризуются высокой плотностью дефектов в районе границы раздела „эпитаксиальная пленка–подложка“, т.е. в ОПЗ $p-n$ -перехода. На основе данных емкостных измерений в качестве рабочей была выбрана модель плавного перехода с градиентом концентрации легирующей примеси $4.3 \cdot 10^{21} \text{ см}^{-4}$. Стационарное напряжение пробоя первых МП в различных диодах изменялось в пределах 22–23 В при комнатной температуре.

Для измерений отбирались диоды, в которых напряжение пробоя второй МП не менее чем на 0.5 В превышало напряжение пробоя первой.

[¶] E-mail: microelektro@mail.ru

3. Расчетные соотношения

Подробный вывод основных соотношений дан в [5]. Если рассматривать p - n -переход, в котором глубокий уровень находится в верхней половине запрещенной зоны и заполнение данного уровня производится основными носителями заряда (т.е. путем снижения напряжения от величины $U > U_M$ до $U_m < U_M$, где U_M — напряжение включения МП), то функция распределения задержки пробоя МП по длительности (вероятность того, что в течение времени t после приложения напряжения U МП не включится) будет иметь вид [5]

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

где P_M — вероятность включения микроплазмы, e_n и e_p — соответственно коэффициенты эмиссии электронов и дырок с ГЦ, $P_n(x)$ и $P_p(x)$ — вероятности запуска ими лавины, N_t — концентрация ГЦ, S_M — сечение микроплазменного канала, $\tau = (e_n + e_p)^{-1}$ — постоянная времени установления стационарного состояния глубокого уровня; L_p и L_n — границы ОПЗ, соответствующие напряжению U , L_m — граница ОПЗ с n -стороны при напряжении U_m .

При этом предполагается, что концентрация ГЦ 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 x , а L_n , L_p , P_n и P_p на зависят от времени t .

В кремнии коэффициенты ударной ионизации электронов и дырок не равны, $\alpha_n \neq \alpha_p$. В этом случае вероятности запуска лавины электроном, $P_n(x)$, и дыркой, $P_p(x)$, стартующими из точки x ОПЗ, задаются в виде системы нелинейных дифференциальных уравнений, аналитическое решение которой приведено в [1]. Там же рассматривается методика расчета $P_n(x)$, $P_p(x)$ и вероятности запуска лавины электронно-дырочной парой $P_{np}(x)$.

Как следует из (1), в полулогарифмической системе координат функция распределения задержки пробоя состоит из линейной и нелинейной частей:

$$\ln(1 - P_{M0}) = -S_M N_t \frac{e_n e_p}{e_n + e_p} \left[\int_{-L_p}^{L_n} (P_n(x) + P_p(x)) dx \right] t, \quad (2)$$

$$\ln(1 - P_{Mt}) = -S_M N_t \frac{e_n^2}{(e_n + e_p)^2} \times \left[\int_{L_m}^{L_n} P_n(x) dx - \frac{e_p}{e_n} \int_{L_m}^{L_n} P_p(x) dx \right] \left[1 - \exp \left(-\frac{t}{\tau} \right) \right]. \quad (3)$$

Линейный член (2) отражает термогенерационный механизм запуска лавины через рассматриваемый глубокий уровень, нелинейный член (3) — запуск лавины, обеспечиваемый реэмиссией носителей заряда с ГЦ.

Если исключить в (1) линейное слагаемое, то функция распределения задержки пробоя будет иметь вид

$$1 - P_{Mt} = \exp \left[A \left(1 - \exp \left(-\frac{t}{\tau} \right) \right) \right], \quad (4)$$

где

$$A = -S_M N_t \frac{e_n^2}{(e_n + e_p)^2} \left[\int_{L_m}^{L_n} P_n(x) dx - \frac{e_p}{e_n} \int_{L_m}^{L_n} P_p(x) dx \right]. \quad (5)$$

Линейное слагаемое можно исключить из рассмотрения, если измерить функцию распределения без заполнения ГЦ. В этом случае при малых перенапряжениях $L_m \approx L_n$ и, согласно (1), измеряется $1 - P_{M0}$. Таким образом, вопрос можно свести к анализу функции $1 - P_{Mt}$, содержащей основную информацию о влиянии ГЦ на задержку пробоя, которая имеет вид (4).

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

Если в ОПЗ p - n -перехода имеется несколько простых двухзарядных глубоких уровней, то процессы эмиссии носителей заряда с них будут идти независимо и функция распределения задержки пробоя в полулогарифмических координатах будет представлять собой сумму отдельных компонент.

4. Методика эксперимента

При измерениях образцы помещались в светонепроницаемый криотермостат с точностью поддержания температуры ~ 0.1 К. Температура образцов контролировалась платиновым термометром сопротивления ТСНН-5. Напряжение на p - n -переходе изменялось с помощью генератора ступенчатого напряжения с фронтом нарастания ~ 10 мкс. Время задержки пробоя измерялось частотомером ЧЗ-64/1.

На постоянном напряжении пробой диодов имел ярко выраженный микроплазменный характер, т.е. на экране осциллографа наблюдались характерные микроплазменные импульсы при напряжении, незначительно превышающем стационарное напряжение пробоя U_M . При этом микроплазменный пробой исследуемых $p-n$ -переходов при температурах ниже 220 К имел четко выраженный „пакетный“ характер, что свидетельствует о наличии в ОПЗ перехода ГЦ и их влиянии на задержку пробоя.

Экспериментальные исследования влияния ГЦ на статистическую задержку пробоя МП включали два этапа. Вначале проводились измерения без специального заполнения ГЦ в микроплазменном канале. На исследуемый диод подавались прямоугольные импульсы напряжения (обычно от 500 до 1000). Амплитуда верхней ступеньки напряжения U на несколько процентов превышала напряжение пробоя U_M первой МП. Амплитуда нижней ступеньки напряжения U_m была чуть меньше (на 5–10 мВ) U_M . Таким образом, исключалось специальное заполнение ГЦ носителями заряда в микроплазменном канале. Для исключения влияния предыдущего цикла пробоя проводилась выдержка диода при напряжении заполнения U_m . В наших экспериментах она составляла ~ 100 мс. Функция распределения задержек пробоя $1 - P_{M0}$ определялась как отношение числа импульсов ступенчатого напряжения, при котором задержка пробоя превышала время t , к полному числу прикладываемых импульсов. Затем по такой же методике проводились измерения задержки пробоя при заполнении ГЦ в микроплазменном канале частичным снижением напряжения $U_m < U_M$. Экспоненциальный во времени переходной процесс перезарядки глубоких уровней отражает функция распределения статистической задержки пробоя МП по длительности $1 - P_M$. В проведенных нами измерениях вероятность пробоя всегда повышалась. Это дало основание полагать, что в основе перезарядки лежат процессы захвата и эмиссии основных носителей заряда, а ГЦ выступали в роли ловушек основных носителей.

5. Экспериментальные результаты

Исследования проводились в диапазоне температур $T = 100-300$ К. Заполнение ГЦ снижением напряжения на $p-n$ -переходе приводило к уменьшению статистической задержки пробоя только при относительно низких температурах, $T \lesssim 220$ К. При более высоких температурах кривые Лауэ были линейны и показывали одинаковое среднее время задержки независимо от напряжения заполнения ГЦ в ОПЗ $p-n$ -перехода. На рис. 1 показана зависимость среднего времени задержки пробоя МП τ_d от напряжения заполнения при $T = 196.3$ К. Заметное возрастание вероятности включения МП по сравнению с фоновым запуском лавины начинает проявляться при $U_M - U_m \geq 14$ В. Данный факт анализировался в [7] и достаточно хорошо соответствует теоретическим расчетам

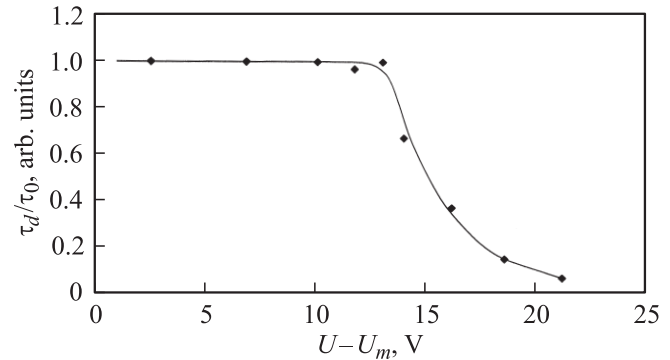


Рис. 1. Зависимость среднего времени задержки пробоя микроплазмы от напряжения заполнения. τ_d — среднее время задержки при заполнении глубоких центров, τ_0 — без заполнения глубоких центров; $U - U_M = 0.3$ В; $T = 196.3$ К.

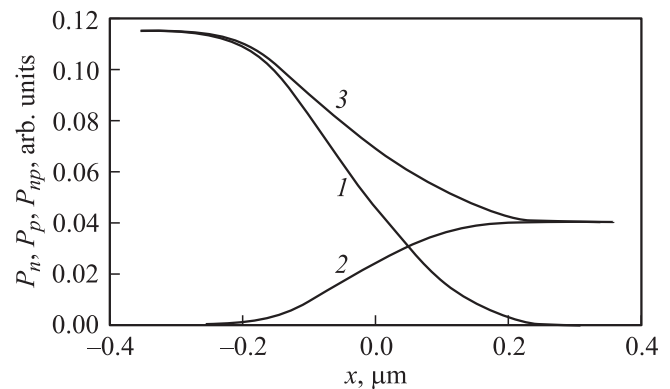


Рис. 2. Теоретические зависимости вероятности запуска носителями лавины от координаты: 1 — запуск лавины электроном P_n ; 2 — запуск лавины дыркой P_p ; 3 — запуск лавины электронно-дырочной парой P_{np} . $U - U_M = 0.3$ В, $T = 196.3$ К.

зависимости вероятности запуска носителями лавины (рис. 2). При расчетах использовались коэффициенты ионизации из работы [1]. Как видно из рисунка, для носителей заряда, стартующих вблизи границ ОПЗ, вероятности запуска лавины P_p и P_n близки к нулю, а на зависимости среднего времени задержки пробоя МП от напряжения заполнения наблюдается „полочка“. И только при $|x| \leq 0.25$ мкм (рис. 2), что соответствует $U_M - U_m \geq 14$ В, когда P_n и P_p начинают возрастать, среднее время задержки пробоя также начинает уменьшаться. Максимальное значение поля в области заполнения, начиная с которого τ_d начинает заметно уменьшаться, составляет величину $\sim 2.3 \cdot 10^5$ В/см.

На рис. 3 представлены функции распределения задержки пробоя МП при $T = 108.4$ К. Подобные функции распределения наблюдались в диапазоне температур 100–220 К. Измерения проводились при перенапряжении $U - U_M = 0.3-0.4$ В и напряжении заполнения глубоких центров $U_m = 1.0$ В. Для экспериментального измерения функции распределения задержки пробоя необходимо выполнение условия $\tau_0 > 2\tau$. Этого можно

было добиться выбором перенапряжения на диоде или изменением температуры. Как видно из рисунка, все кривые соответствуют соотношениям (1)–(4). Результирующая кривая 3 описывалась выражением (4), либо суммой двух экспонент вида (4) с постоянными времени, различающимися более чем на порядок величины. Это позволило без труда провести их раздельное определение обычными методами математической обработки.

На рис. 4 приведены зависимости τ от T в виде кривых Аррениуса. Найдено четыре значения энергии глубоких уровней, которые указаны в таблице. Так как исследуемые $p-n$ -переходы были симметричными, определить, от какой зоны отсчитываются эти значения энергии, невозможно. Значения энергий $E2-E4$ можно приписать отдельным энергетическим уровням, энергия $E1$, возможно, связана с флуктуациями зонного

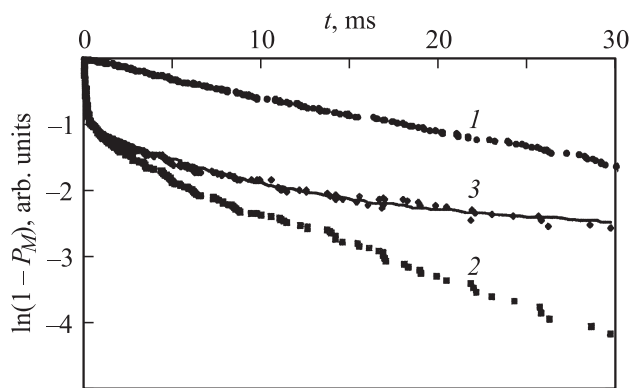


Рис. 3. Типичные функции распределения задержки пробоя микроплазмы по длительности. $T = 108.4$ К, $U - U_M = 0.4$ В, $U_m = 1.0$ В. 1 — без заполнения ГЦ, 2 — при заполнении ГЦ, 3 — разностная кривая. Точки — экспериментальные данные, сплошная линия — аппроксимация суммой двух экспонент вида (4), параметры аппроксимации: $\tau_1 = 12$ мс, $A_1 = 1.6$, $\tau_2 = 0.14$ мс, $A_2 = 0.97$.

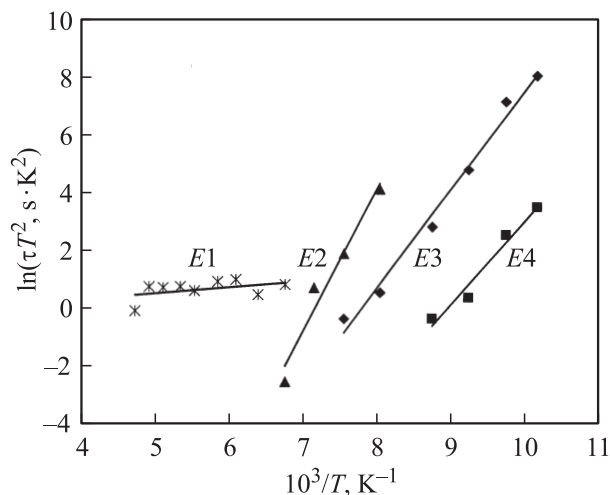


Рис. 4. Кривые Аррениуса для обнаруженных глубоких уровней.

Энергии E_i и концентрации N_i глубоких уровней

Уровень	E_i , эВ	N_i , см^{-3}
$E1$	0.018 ± 0.003	$2 \cdot 10^{15}$
$E2$	0.42 ± 0.01	$1 \cdot 10^{15}$
$E3$	0.30 ± 0.01	$5 \cdot 10^{14}$
$E4$	0.25 ± 0.01	$2 \cdot 10^{14}$

потенциала в ОПЗ $p-n$ -перехода [8]. Вблизи краев ОПЗ флуктуации потенциала могут привести к образованию локальных областей, захватывающих основные носители заряда. Следует отметить, что уровень с энергией $E_i = 0.42$ эВ практически совпадает с обнаруженным по исследованиям прямых ВАХ уровнем с энергией $E_i = 0.45$ эВ [6]. По-видимому, он связан со структурными нарушениями, находящимися в ОПЗ $p-n$ -перехода, и отвечает как за формирование прямого тока в области малых напряжений, так и за образование МП.

По величине параметра A , рассчитываемого по формуле (5), определена концентрация ГЦ N_i в канале МП (см. таблицу). При расчете вероятностей запуска лавины носителями использовались выражения для коэффициентов ионизации из работы [1] с учетом полевой и температурной зависимостей. Диаметр микроплазменного канала, входящий в выражение (5), рассчитывали исходя из последовательного сопротивления МП по методике [1]. Последовательное сопротивление определялось из вольт-амперных характеристик МП во включенном состоянии.

Заметим, что с учетом погрешности в α_n и α_p , а также в определении диаметра МП ошибка в расчете концентрации ГЦ может быть довольно существенной. Для определения же глубины залегания уровней знание этих величин не требуется, поэтому энергия глубокого уровня определяется достаточно точно.

6. Заключение

Изложенные результаты показывают, что на лавинный пробой кремниевых диодов сильное влияние оказывают ГЦ. Показано, что при изменении зарядового состояния ГЦ частичным снижением напряжения на $p-n$ -переходе статистическая задержка микроплазменного пробоя позволяет определять энергетический спектр глубоких уровней, локализованных в канале МП. Результаты экспериментальных исследований в кремниевых лавинных диодах на основе эпитаксиальной структуры хорошо согласуются с теоретическими расчетами вероятности запуска носителями лавины. Рассмотренный метод может быть рекомендован для исследования ГЦ непосредственно в микроплазменных каналах при их низкой концентрации, когда другие методы неприменимы.

Список литературы

- [1] И.В. Грехов, Ю.Н. Сережкин. *Лавинный пробой $p-n$ -перехода в полупроводниках* (Л., Энергия, 1980).
- [2] M.W. Nield, J.H. Leck. *J. Appl. Phys.*, **18**, 185 (1967).
- [3] K.I. Nuttall, M.W. Nield. *Sol. St. Electron.*, **18**, 13 (1975).
- [4] G. Ferenczi. *Sol. St. Electron.*, **17**, 903 (1974).
- [5] С.В. Булярский, Ю.П. Сережкин, В.К. Ионычев. *ФТП*, **33**, 1345 (1999).
- [6] С.В. Булярский, В.К. Ионычев, В.В. Кузьмин. *ФТП*, **37**, 117 (2003).
- [7] А.С. Кюрегян, Ю.Н. Сережкин. *ФТП*, **15**, 689 (1981).
- [8] С.В. Булярский, Н.С. Грушко. *Генерационно-рекомбинационные процессы в активных элементах* (М., Изд-во МГУ, 1995).

Редактор Л.В. Шаронова

Research of deep centers in microplasma channels of avalanche silicon epitaxial diodes

V.K. Ionychev, A.N. Rebrov

Mordovian State University,
430000 Saransk, Russia

Abstract The research of the statistical delay of microplasma sparkover in silicon epitaxial $p-n$ junctions has been carried out. It has been shown that at changing the charge state of deep centers by $p-n$ junction voltage decrease the statistical delay of microplasma sparkover allowed to define deep center parameters. In the temperature range of 100–220 K four deep levels were found and their parameters were defined.