

Определение параметров глубоких уровней по релаксационной задержке пробоя $p-n$ -перехода

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

Ульяновский государственный университет,
432700 Ульяновск, Россия,

* Мордовский государственный университет,
430000 Саранск, Россия

(Получена 25 июля 1998 г. Принята к печати 1 октября 1998 г.)

Исследуется методика определения параметров глубоких центров по релаксационной задержке лавинного пробоя $p-n$ -перехода. Используемый метод не накладывает ограничений на соотношение концентраций глубоких центров и легирующих примесей и может быть использован в тех случаях, когда вольт-фарадная характеристика образца плохо контролируется, либо эквивалентная схема $p-n$ -перехода является сложной. Это может быть вследствие сильно компенсированных базовых областей, наличия высокоомных слоев или несовершенных омических контактов. Возможности метода проиллюстрированы на примере определения параметров акцепторного уровня золота в p^+-n-n^+ -структурах с высоким содержанием золота ($N_{Au} = 0.9N_d$).

1. Введение

Известно, что лавинный пробой реальных $p-n$ -переходов носит микроплазменный характер. Если обратное смещение на $p-n$ -переходе увеличивать скачкообразно, то микроплазмы показывают задержку пробоя [1]. На задержку пробоя оказывают влияние глубокие центры (ГЦ), находящиеся в области пространственного заряда (ОПЗ) $p-n$ -перехода. Если концентрация ГЦ мала, то они могут влиять на статистическую задержку пробоя микроплазм. При большой концентрации ГЦ, когда при их перезарядке изменяется напряженность электрического поля в ОПЗ, появляется релаксационная задержка лавинного пробоя. Подобная задержка впервые наблюдалась в работе [2], а впоследствии были попытки ее использования для спектроскопии глубоких уровней в микроплазменных каналах [3–5].

Наиболее строго теоретическое рассмотрение релаксационной задержки пробоя впервые проведено в работе [5], где учитывалась полевая зависимость коэффициентов эмиссии носителей заряда с ГЦ в приближении одномерной теории Френкеля–Пула. Однако авторы были вынуждены ограничиться случаем не очень высокой концентрации ГЦ.

Во всех вышеуказанных работах определение параметров ГЦ проводилось не из измерений задержки пробоя, а по температурной зависимости напряжения лавинного пробоя, соответствующего фиксированной длительности задержки пробоя.

В настоящей работе рассматривается методика определения параметров ГЦ непосредственно по задержке лавинного пробоя, измеренной при различных температурах. Она пригодна и в случае сильной компенсации, когда концентрация ГЦ сравнима по величине с концентрацией легирующей примеси в базе диода. В этом случае можно использовать режимы измерения, обеспечивающие перезарядку ГЦ в слабых полях.

2. Расчетные соотношения

Рассмотрим асимметричный p^+-n -переход, в n -базе которого имеется ГЦ акцепторного типа с энергетическим уровнем E_t в верхней половине запрещенной зоны. Пусть при температуре измерений уровень Ферми в n -базе (F) будет выше E_t . Тогда ГЦ в n -базе будут полностью заполнены электронами, если величина $F - E_t$ составляет несколько kT . Полное заполнение ГЦ будет наблюдаться и в некоторой части ОПЗ вблизи границы с n -базой. Ширина этой области λ_0 определяется координатой точки пересечения (в области ОПЗ) акцепторного уровня E_t с электронным квазиуровнем Ферми и в случае однородного легирования определяется выражением [6]

$$\lambda_0 = \left[\frac{2\varepsilon(F - E_t)}{e^2(N_d - N_t)} \right]^{1/2}, \quad (1)$$

где N_d — концентрация легирующей донорной примеси, N_t — концентрация ГЦ. В остальной части ОПЗ глубокие центры будут почти полностью опустошены. Концентрация ГЦ, удерживающих захваченные электроны, определяется соотношением между коэффициентами эмиссии электронов e_n и дырок e_p с глубокого центра [6]

$$N_\infty = \frac{e_p}{e_n + e_p} N_t. \quad (2)$$

Подобное заполнение ГЦ будет иметь место и при обратном смещении U , если $p-n$ -переход выдерживается достаточное время, пока не установится стационарное состояние. При этом ширина краевой области λ_0 не зависит от величины приложенного напряжения.

Пусть к $p-n$ -переходу достаточно долго приложено обратное напряжение, равное напряжению включения самой низковольтной микроплазмы U_∞ . Будем считать, что при этом напряжении лавинный ток еще не протекает, но он появляется при самом незначительном его увеличении.

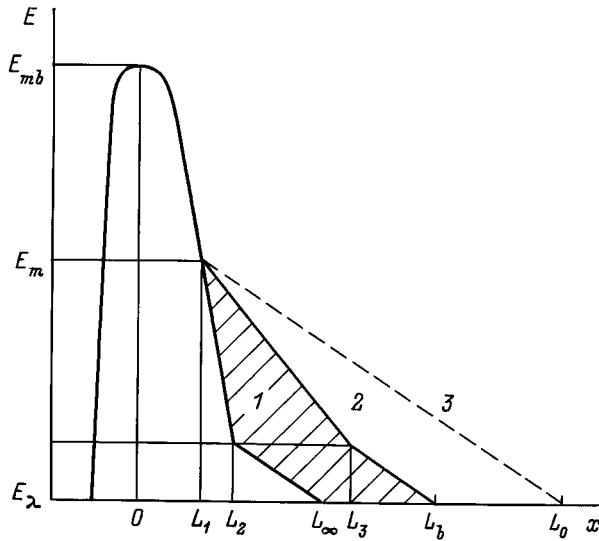


Рис. 1. Распределение напряженности электрического поля в p^+-n -переходе с глубокими центрами: 1 — до изменения зарядового состояния глубоких центров; 2 — при $t = t_b$, 3 — при $t_b = 0$.

Уменьшим напряжение смещения до U_m и восстановим на $p-n$ -переходе напряжение $U > U_\infty$. При уменьшении напряжения смещения часть ГЦ, ранее находившихся в пределах ОПЗ, быстро заполняется электронами, а при восстановлении смещения U с них начнется эмиссия захваченных электронов. Концентрация ГЦ, находящихся в области релаксации и удерживающих захваченные электроны, будет уменьшаться во времени по закону

$$N(t) = (N_t - N_\infty) \exp[-(e_n + e_p)t] + N_\infty, \quad (3)$$

а плотность объемного заряда и напряженность электрического поля возрастают во времени. Через некоторое время t_b максимальная напряженность поля достигает пробивного значения и условие пробоя $p-n$ -перехода будет выполнено. Если область релаксации, где ГЦ были заполнены, не затрагивает область ионизации ОПЗ, то пробой $p-n$ -перехода произойдет при той же максимальной напряженности поля E_{mb} , что и при напряжении U_∞ .

На рис. 1 показано распределение напряженности электрического поля в ОПЗ в различные моменты времени. Буквами вдоль оси x обозначены: L_∞ — граница ОПЗ при $U = U_\infty$, L_b — в момент времени $t = t_b$, L_0 — при $t_b = 0$;

$$L_1 = L_m - \lambda_0, \quad L_2 = L_\infty - \lambda_0, \quad L_3 = L_b - \lambda_0,$$

где L_m — граница ОПЗ при напряжении заполнения ГЦ, равном U_m . Площадь заштрихованной области представляет собой разность между приложенным напряжением U и стационарным напряжением пробоя U_∞ . Из простых геометрических соображений получаем

$$U - U_\infty = \frac{a}{b \exp[(e_n + e_p)t_b] - 1}, \quad (4)$$

где

$$a = \frac{1}{2}(E_m + E_\lambda)(L_\infty - L_m) \quad (5)$$

и

$$b = (N_d - N_\infty)/(N_t - N_\infty). \quad (6)$$

Напряжение появления лавины тока или первых микроплазменных импульсов (U_∞) можно легко определить экспериментально. Если N_d на порядок или более превышает N_t , то единицей в знаменателе выражения (4) можно пренебречь и связь между величиной $U - U_\infty$ и временем задержки пробоя t_b становится экспоненциальной. Это сразу позволяет определить среднее время удержания захваченных носителей на ГЦ

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

Если N_t и N_d близки по величине, то единицей можно пренебречь на "хвосте" релаксационной кривой, когда $(e_n + e_p)t_b \approx 2 \div 3$. Другой возможностью определения τ является математическая обработка зависимости $(U - U_\infty)^{-1}$ от t_b , которая, согласно (4), равна

$$(U - U_\infty)^{-1} = \frac{b}{a} \exp\left(\frac{t_b}{\tau}\right) - \frac{1}{a}. \quad (7)$$

Аппроксимируя это выражение суммой экспоненты и константы, можно определить все параметры. Выразив E_m и E_λ через концентрацию ГЦ и геометрические параметры измеряемой структуры, можно получить следующее соотношение для определения концентрации ГЦ (для большинства глубоких центров $N_\infty \ll N_t$)

$$\frac{a}{b} = \frac{e}{\varepsilon}(L_\infty - L_m) \left[\frac{N_d - N_t}{N_d} N_t \lambda_0 + \frac{N_t}{2}(L_\infty - L_m) \right]. \quad (8)$$

Несмотря на некоторую громоздкость этого выражения, определение N_t не вызывает больших затруднений. Например, сопоставив зависимость $\lambda_0 = f(N_t)$, найденную по (8), и аналогичную зависимость (1), если энергетическое положение уровня E_t уже найдено. Необходимые значения L_n и L_∞ могут быть определены из вольт-фарадных характеристик.

Представляет интерес рассмотрение релаксационной задержки пробоя в p^+-n-n^+ -структурах. Если прокол такой структуры наступает при напряжениях U_p , меньших стационарного напряжения пробоя U_∞ , то ситуация значительно упрощается. В этом случае краевая область пространственного заряда λ , в которой ГЦ полностью заполнены, становится меньше λ_0 . Можно легко показать, что в p^+-n-n^+ -структуре с проколом имеется следующая параметрическая зависимость λ от величины U :

$$\frac{\lambda}{\lambda_0} = \left\{ 1 + \left[\frac{e\lambda_0 E_0}{2(F - E_t)} \right]^2 \right\}^{1/2} - \frac{e\lambda_0 E_0}{2(F - E_t)},$$

$$U = IE_0 + \frac{e}{2\varepsilon} \left[(N_d - N_\infty)l^2 + (N_t - N_\infty)(\lambda - 2l)\lambda \right],$$

где E_0 — параметр, представляющий собой скачок напряженности электрического поля на границе $n-n^+$ -областей; l — ширина умеренно легированной области

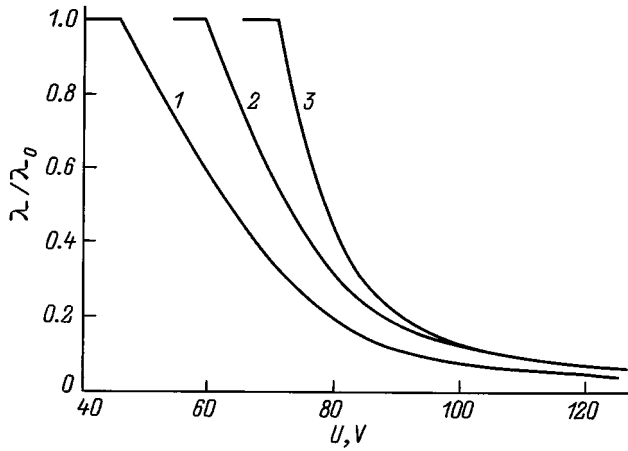


Рис. 2. Расчет зависимостей ширины краевой области от приложенного напряжения для p^+-n-n^+ -структуры; $N_d = 4 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$, $l = 5 \text{ мкм}$, $N_\infty = 0$. Значения величин $(F - E_t)$, эВ и N_t , см^{-3} : 1 — 0.5 и $3.6 \cdot 10^{15}$, 2 — 0.5 и $3 \cdot 10^{15}$, 3 — 0.25 и $2 \cdot 10^{15}$.

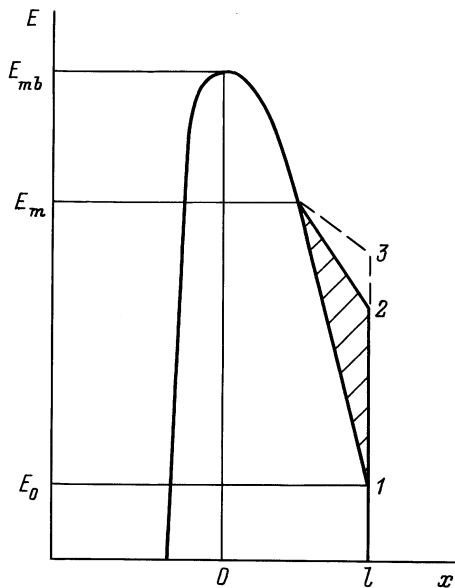


Рис. 3. Распределение напряженности электрического поля в p^+-n-n^+ -структуре с глубокими центрами: 1 — до изменения зарядового состояния глубоких центров; 2 — при $t = t_b$, 3 — при $t_b = 0$.

p^+-n-n^+ -структуры. На рис. 2 представлены подобные зависимости для кремниевой p^+-n-n^+ -структуры для некоторых значений N_d , E_t и N_t . При $E_0 = 0$ приложенное напряжение равно $U = U_p$. Видно, что при $U > U_p$ отношение λ/λ_0 существенно уменьшается, а зависимость от напряжения становится слабой. Это означает, что ширина области релаксации остается практически неизменной в течение всего релаксационного процесса.

Распределение напряженности электрического поля в различные моменты времени в предположении $\lambda = 0$ для этого случая показаны на рис. 3. Выражая площадь за-

штрихованной области через параметры ГЦ и p^+-n-n^+ -структуры, получаем

$$U - U_\infty = \frac{e}{2\varepsilon}(l - L_m + \lambda_0)^2(N_t - N_\infty) \times \exp[-(e_n + e_p)t_b]. \quad (9)$$

При этом предполагается, что для заполнения ГЦ напряжение U_m снижается до значений, меньших напряжения прокола U_p . Это соотношение позволяет значительно проще определять параметры ГЦ. Концентрация ГЦ находится по значению $U_0 - U_\infty$, когда задержка пробоя при $t_b = 0$ составляет

$$U_0 - U_\infty = \frac{e(N_t - N_\infty)}{2\varepsilon}(l - L_m + \lambda_0)^2. \quad (10)$$

Процедура нахождения N_t аналогична той, что описана выше для p^+-n -перехода.

3. Методика и результаты измерений

Проведено измерение параметров ГЦ золота в кремнии n -типа с использованием эпитаксиально-планарных p^+-n-n^+ -структур. Образцы изготавливались диффузией бора в эпитаксиальную пленку n -типа с $\rho = 1.2 \text{ Ом} \cdot \text{см}$, выращенную на подложке с $\rho = 0.01 \text{ Ом} \cdot \text{см}$. Влияние кривизны и поверхностный пробой устранялись созданием делительного кольца [7]. Глубина залегания $p-n$ -перехода составляла 8.6 мкм, толщина эпитаксиальной пленки — 15.2 мкм. Диффузия золота проводилась в течение 50 мин при 1000°C .

Концентрация легирующей примеси, определенная из вольт-фарядных характеристик диодов, не содержащих золота, составила $(4.1 \pm 0.2) \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$. Стационарное напряжение пробоя U_∞ структуры, для которой получены представленные результаты, составляло при комнатной температуре 99.6 В. Характерный излом вольт-фарядной характеристики свидетельствовал о наступлении прокола структуры при $U_p = 74.5 \text{ В}$.

Для измерения задержки пробоя на постоянное смещение U_m налагалась ступенька напряжения с фронтом нарастания около 10 мкс. Задержка пробоя измерялась с помощью запоминающего осциллографа С8-13 по появлению лавинного тока. При этом никакой статистической задержки пробоя не наблюдалось, что объясняется высоким содержанием золота в исследуемых образцах. Перед подачей ступеньки напряжения образец выдерживался при напряжении U_m в течение 5 с. Этого было достаточно для установления стационарного заполнения ГЦ в ОПЗ в исследуемом диапазоне температур.

При всех режимах измерений связь между приложенным напряжением U и временем задержки пробоя t_b хорошо описывалась экспоненциальной зависимостью (9), что легко позволяет определить время $\tau = (e_n + e_p)^{-1}$. На рис. 4 для иллюстрации соответствия теоретических и экспериментальных кривых для трех температур представлены эти зависимости, построенные с использованием измеренных значений τ .

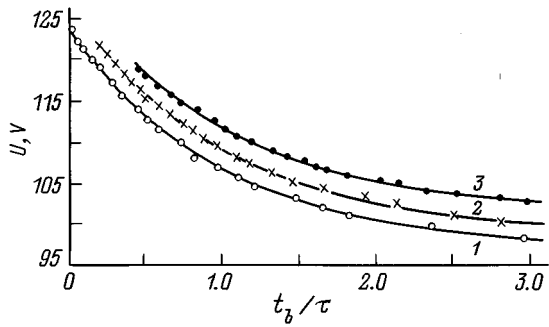


Рис. 4. Связь между временем задержки лавинного пробоя и обратным смещением для p^+-n-n^+ -структуры. Температура T , К: 1 — 255.8, 2 — 278.9, 3 — 302.8; время τ , мс: 1 — 16.92, 2 — 1.99, 3 — 0.27.

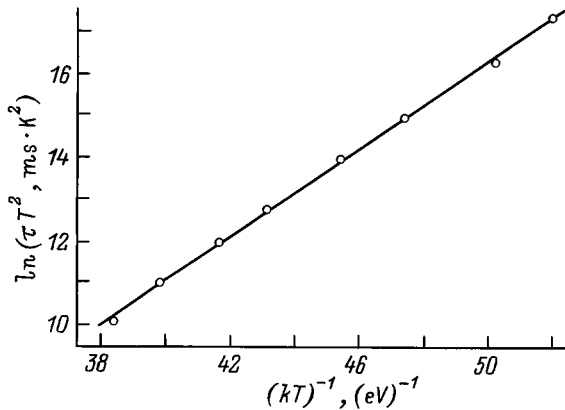


Рис. 5. Зависимость величины $\ln(\tau T^2)$ от обратной температуры.

Температурная зависимость τ представлена на рис. 5. В предположении, что сечение захвата носителей на ГЦ не зависит от температуры, для глубины залегания энергетического уровня получено значение $E_c - E_t = 0.521$ эВ. Это находится в хорошем согласии с энергетическим положением акцепторного уровня золота в кремнии n -типа. Концентрация ГЦ определялась по значению $U_0 - U_\infty$, соответствующего нулевому времени задержки пробоя. Для комнатной температуры оно составило 25.4 В. Концентрация ГЦ N_t определялась с помощью соотношений (1) и (10). Сначала грубо оценивалась, как описано выше, а затем уточнялась численными методами. Необходимые значения параметров L_m и l определялась из вольт-фарадных характеристик и составляли $L_m = 4.4$ мкм (для $U_m = 25$ В) и $l = 6.6$ мкм. Найденное значение концентрации ГЦ $N_t = 3.7 \cdot 10^{15}$ см $^{-3}$ составляет около 91% от концентрации легирующей донорной примеси N_d . Таким образом, предлагаемая методика позволяет определять параметры ГЦ в $p-n$ -переходах с почти полностью скомпенсированными базовыми областями.

При такой высокой концентрации ГЦ напряженность электрического поля в области его релаксации заметно изменяется в течение релаксационного процесса. Оценки показывают, что в представленном случае при напряжении заполнения $U_m = 25$ В максимальная напряженность электрического поля в области релаксации в течение релаксационного процесса могла возрастать от 1.8 до $2.2 \cdot 10^5$ В/см. Изменяя напряжение заполнения ГЦ (U_m), можно изменять напряженность электрического поля в области релаксации. Наблюдалось возрастание среднего времени удержания захваченных носителей на ГЦ (τ) с увеличением напряжения заполнения. Однако глубина залегания энергетического уровня изменялась весьма незначительно. Все это свидетельствует о влиянии электрического поля на процессы эмиссии электронов с акцепторного уровня золота в кремнии. Полученные значения τ и E_t , по-видимому, следует отнести к среднему значению напряженности поля в области релаксации (примерно 10^5 В/см). Измерение полевой зависимости коэффициентов эмиссии носителей заряда по релаксационной задержке лавинного пробоя является интересной задачей, но требует специального рассмотрения.

4. Заключение

Изложенные результаты показывают, что релаксационная задержка лавинного пробоя может быть использована для спектроскопии энергетических уровней в полупроводниках. Она с успехом может быть применена в тех случаях, когда эквивалентная схема $p-n$ -перехода является сложной. Это может быть в случае сильной компенсации базовых областей глубоких центров, наличия высокоомных прослоек вблизи области пространственного заряда или омического контакта, а также в случае неполной ионизации легирующих примесей в широкозонных полупроводниках.

Список литературы

- [1] И.В. Грехов, Ю.Н. Серезкин. *Лавинный пробой $p-n$ -перехода в полупроводниках* (Л., Энергия, 1980).
- [2] П.В. Акимов, И.В. Грехов, Ю.Н. Серезкин. *ФТП*, **4**, 2099 (1970).
- [3] Е.В. Астрова, В.М. Волле, В.Б. Воронков, В.А. Козлов, А.А. Лебедев. *ФТП*, **20**, 2122 (1986).
- [4] Ю.В. Выжигин, Б.Н. Грессеров, Н.А. Соболев. *ФТП*, **22**, 536 (1988).
- [5] А.С. Кюрегян, П.Н. Шлыгин. *ФТП*, **23**, 1164 (1989).
- [6] С.В. Булярский, Н.С. Грушко. *Генерационно-рекомбинационные процессы в активных элементах* (М., МГУ, 1995).
- [7] А. Блихер. *Физика силовых биполярных и полевых транзисторов* (Л., Энергоатомиздат, 1986).

Редактор Т.А. Полянская

The definition of parameters of deep levels by a transient delay of breakdown of $p-n$ junction

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

Uljanovsk State University,
432700 Uljanovsk, Russia

* Mordovian State University,
430000 Saransk, Russia

Abstract The technique of definition of parameters of the deep centers by a breakdown delay is analyzed. The considered method does not impose any restrictions on a ratio of the deep center concentration or the doping impurity concentration and can be used when voltage-capacitance characteristic of a sample is badly supervised, or the equivalent circuit of $p-n$ junction is complex. It can be accounted for by high-compensated base areas, the presence of high-resistance layers or imperfect ion of the ohmic contacts. Advantages of the method are illustrated by the definition of parameters of a gold acceptor level in p^+-n-n^+ structures with a high content of gold ($N_{Au} = 0.9N_d$).