

ШНУРОВАНИЕ ЛАВИННОГО ПРОБОЯ В КАРБИДЕ КРЕМНИЯ

Константинов А. О.

Проведено исследование токовой неустойчивости, возникающей при лавинном пробое p — n -переходов на карбиде кремния политипов $6H$ и $4H$. Установлено, что эта неустойчивость связана с падением напряжения лавинного пробоя при росте температуры. Развитие неустойчивости приводит к образованию стабильной, разогретой протекающим током области с пониженным напряжением пробоя — токового шнура. Температура в этой области слабо зависит от величины протекающего тока, а ее диаметр и дифференциальная проводимость увеличиваются почти линейно с ростом протекающего тока. Время релаксации шнура увеличивается квадратично с увеличением его диаметра и соответствует времени тепловой релаксации. Установлено, что задача о тепловой неустойчивости пробоя в карбиде кремния имеет аналитическое решение, позволяющее описать условия образования и основные характеристики шнура. Показано, что существенное влияние на процесс формирования шнура оказывают статистические флуктуации пробивного напряжения.

Напряженность поля лавинного пробоя p — n -переходов на карбиде кремния α -модификации анизотропна и имеет наибольшую величину в ориентации параллельно главной оси $E \parallel c$ [1]. Величина пробивного поля в этой ориентации на порядок выше, чем в кремниевых p — n -переходах, и это дает возможность значительно улучшить параметры быстродействующих силовых и сверхвысокочастотных приборов. Однако лавинный пробой в ориентации $E \parallel c$ сопровождается развитием токовой неустойчивости [2-6]. Причины этого явления, приведенные в литературе, различны. Авторы [3, 6] считают, что существует электронный механизм неустойчивости, связанный с особенностями разогрета носителей в сильном электрическом поле. По мнению авторов [2, 4, 5], вероятной причиной неустойчивости являются тепловые процессы, поскольку неоднородности распределения тока могут усиливаться из-за падения напряжения лавинного пробоя с ростом температуры. Авторы [5] указывают также на возможную роль глубоких уровней в развитии неустойчивости лавинного пробоя. Таким образом, до настоящего времени причина неустойчивости лавинного пробоя в карбиде кремния не выяснена однозначно. Остались неясными как условия образования токовых шнуров, так и механизм их стабилизации, т. е. причины, по которым неустойчивость не развивается вплоть до деструктивного термического пробоя. В настоящей работе проведено экспериментальное исследование свойств токового шнура в $6H$ -SiC. Согласно нашим результатам, причиной шнурования является тепловая неустойчивость, как предполагалось ранее в [2, 4, 5]. Стабилизация шнура связана с тем, что температурная зависимость пробивного напряжения нелинейная, она выполаживается с ростом температуры. Поэтому перегрев области шнура оказывается ограниченным по температуре. Величина минимального тока, при которой возможно образование шнура, определяется статистическими флуктуациями напряжения лавинного пробоя в плоскости p — n -перехода. Показано, что в отличие от ранее рассматривавшихся случаев шнурования тока в полупроводниковых приборах задача о шнуровании лавинного пробоя в карбиде кремния имеет аналитическое решение, позволяющее описать основные параметры шнура — диаметр, перегрев, вольтамперную характеристику (ВАХ).

1. Методика эксперимента и особенности процесса шнурования

Детальное исследование свойств шнура было проведено на $p^+ - n$ -структуре $6H-SiC$ (рис. 1, а). Толщина базового n -кристалла составляла 400 мкм, толщина p^+ -слоя ~ 10 мкм, диаметр $p - n$ -меза-структуры ~ 350 мкм, ширина диффузионного охранного кольца ~ 15 мкм. Методика приготовления таких диодов описана ранее в работе [7]. Для питания образца при измерениях использовался генератор тока на СВЧ биполярном транзисторе, включенном по схеме с общей базой. Импульсные составляющие напряжения и тока диода измерялись с помощью двухканального стробоскопического осциллографа С7-12 и

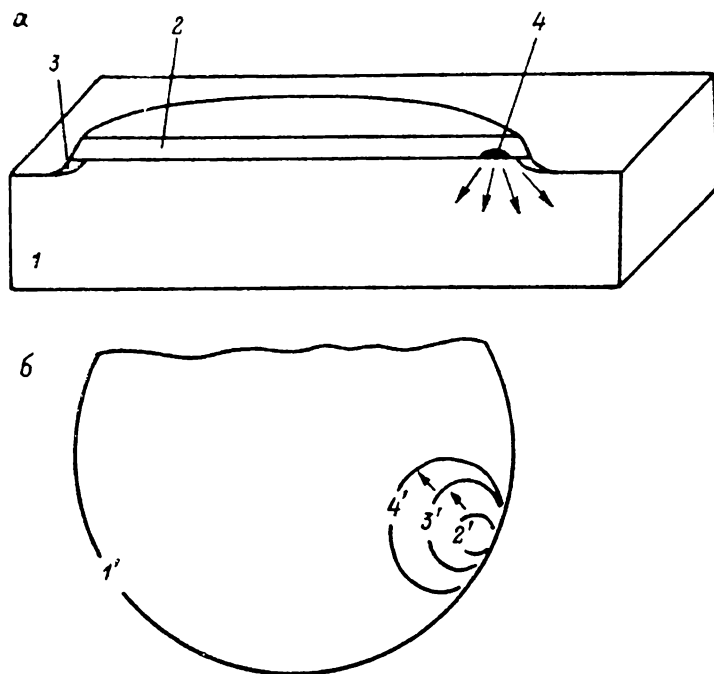


Рис. 1. Конфигурация $p - n$ -структуры (а) и картина пробойного свечения шнура (б).

1 — n -область, 2 — p^+ -область, 3 — охранный пояс, 4 — шнур; 1' — область однородного свечения, 2'—4' — шнур. Направление изменения размеров шнура с ростом тока указано стрелками.

записывались двухкоординатным самописцем. Кристалл устанавливался на медном теплоотводе. Генератор тока и теплоотводящая пластина с кристаллом располагались на предметном столике микроскопа. Однородность пробоя можно было контролировать, наблюдая сопровождающее пробой свечение через прозрачную n -базу, а также измеряя его яркость фотоприемником. Согласно результатам работы [8], пробойное свечение $\alpha-SiC$ связано с внутризонными переходами горячих дырок между валентными подзонами, и его яркость пропорциональна плотности тока лавинного пробоя. При малых плотностях тока ($I < 10 \div 20$ мА) свечение было совершенно однородным по площади $p - n$ -перехода. При токах $10 \div 20$ мА происходило расслоение лавинного пробоя. На однородном фоне появлялись линии, полосы, яркость которых заметно превосходила яркость фона. При токах $20 \div 30$ мА однородное свечение гасло и загорался яркий шнур малой площади. При нагреве кристаллодержателя до $150^\circ C$ пороговый ток шнурования снижался в 2—3 раза. Шнур загорался у края меза-структуры на внутренней границе охранного кольца. С ростом обратного тока диаметр шнура увеличивался, а его центр смещался к центру меза-структуры, как показано на рис. 1, б. Пробойное свечение в области шнура было весьма однородным; наблюдавшиеся в режиме расслоения неоднородности в картине свечения шнура не проявлялись. При пропускании

обратного тока помимо неоднородного разогрева, связанного со шнурованием, происходил также однородный разогрев кристалла и теплоотода. Время полной тепловой релаксации теплоотода достигало 10÷15 мин. В течение этого времени наблюдалось некоторое увеличение диаметра шнура. Зависимость диаметра шнура от тока диода, измеренная через 3—5 с после включения

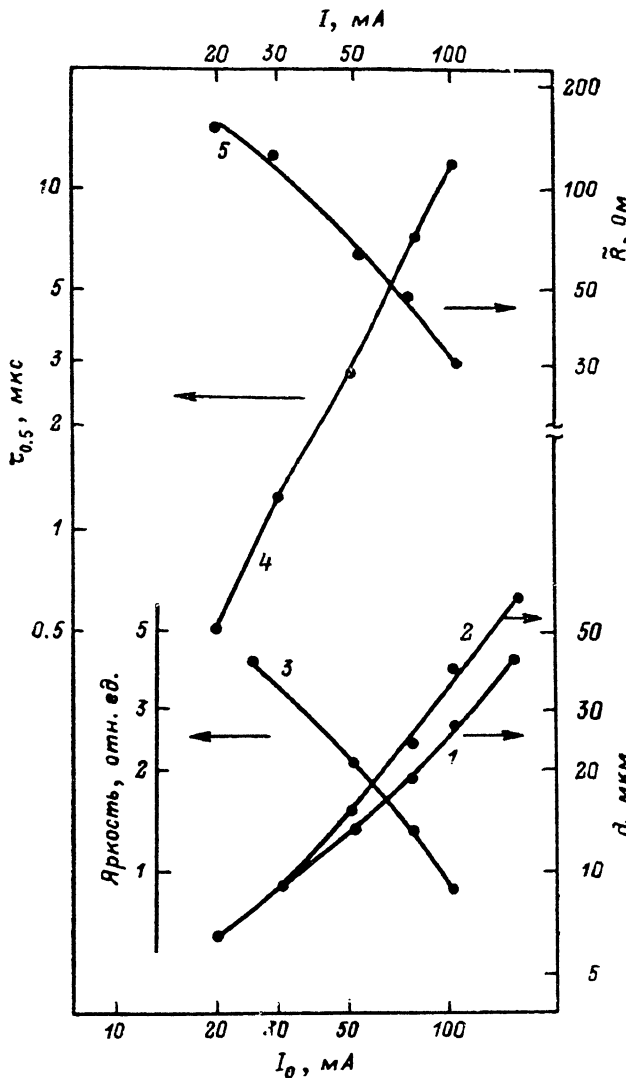


Рис. 2. Зависимость параметров шнура от тока.

Диаметр шнура: 1 — до разогрева теплоотода, 2 — по завершении тепловой релаксации; 3 — яркость свечения шнура, 4 — малосигнальное время релаксации $\tau_{0.5}$, 5 — сопротивление.

тока, показана на рис. 2 (кривая 1). Аналогичная зависимость, измеренная по завершении тепловой релаксации, показана на рис. 2 (кривая 2). Мы видим, что зависимость 1 близка к линейной, зависимость 2 имеет отклонение от линейности. Плотность тока в шнуре падает с ростом постоянного тока шнура. Это обстоятельство демонстрируется также результатами измерения яркости свечения в центре шнура от тока (рис. 2, кривая 3). Качественно сходная картина шнурования и расслоения тока наблюдалась нами на всех исследованных $p-n$ -структурах $6H-SiC$ с величиной пробивного напряжения 35÷80 В, а также на $p-n$ -структурах политипа 4H.

2. Электрические характеристики токового шнура

Динамика релаксации шнура была исследована с помощью малосигнальной методики. Для этого помимо постоянного тока смещения I_0 на образец подавался импульс тока отрицательной полярности, уменьшавший ток через диод на 10%. Длительность процесса релаксации $\tau_{0,5}$ определялась по времени изменения напряжения до уровня 0.5 от величины перепада. Время релаксации шнура находилось в микросекундном диапазоне и резко возрастало с увеличением тока и диаметра шнура. Зависимость $\tau_{0,5}(I_0)$ близка к квадратичной,

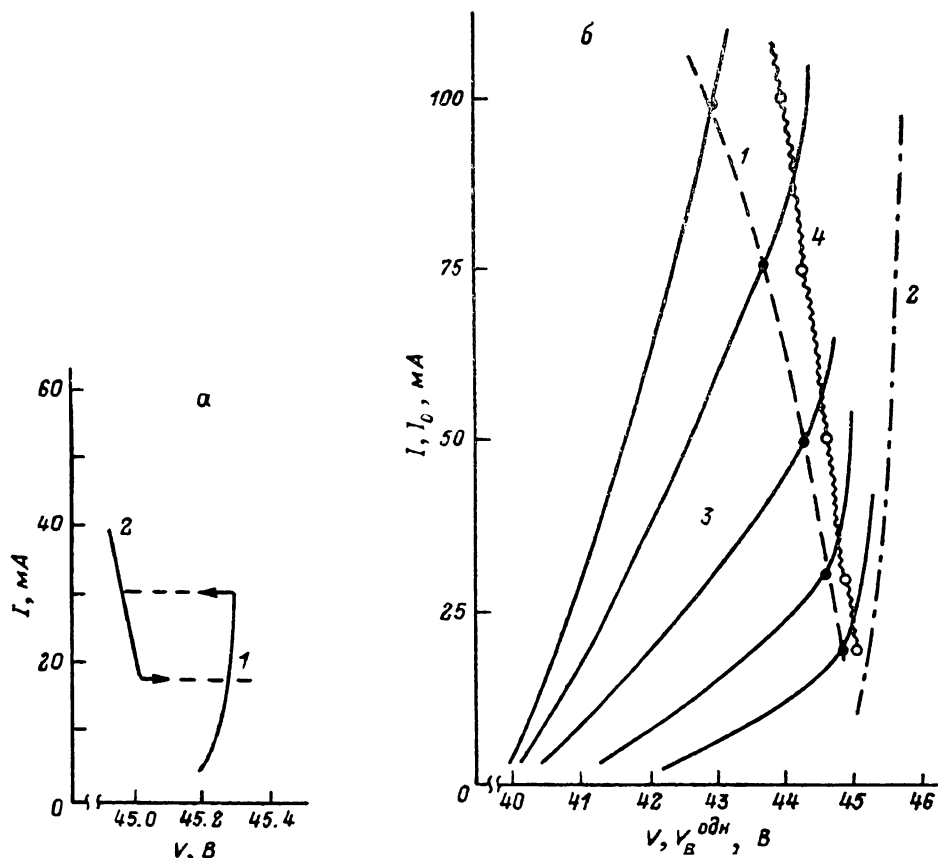


Рис. 3. Вольтамперные характеристики $p-n$ -перехода.

а) статические характеристики в области малых токов: 1 — участок однородного пробы, 2 — режим шнурования; направление скачков напряжения отмечено стрелками; б) 1 — статическая ВАХ шнура, 2 — импульсная ВАХ однородного пробы, 3 — семейство изотермических ВАХ шнуров для тока $I_0=25+100$ мА. Значение тока I_0 определяется точкой пересечения со статической ВАХ. 4 — зависимость пробивного напряжения однородно разогретой области $V_B^{одн}$ от тока шнура I_0 .

она показана на рис. 2 (кривая 4). Обратим внимание на то, что время тепловой релаксации области размером l должно быть порядка l^2/k , где k — коэффициент температуропроводности порядка $1 \text{ см}^2/\text{с}$. Для области размером $\sim 10 \text{ мкм}$ время тепловой релаксации должно лежать в микросекундном диапазоне, так же как и время релаксации шнура. Таким образом, наблюдавшиеся особенности релаксации шнура разумно связать с тепловыми процессами.

Возникновение шнура сопровождалось S -скачком на статической ВАХ. Величина скачка напряжения составляла $0.1 \div 0.2 \text{ В}$. Форма статической ВАХ показана на рис. 3, а. Наблюдался заметный гистерезис: возникший при минимальном верхнем пороговом токе $I_n^p=30 \text{ мА}$ шнур мог существовать при снижении тока до $I_n^h=18 \text{ мА}$. Статическая ВАХ $p-n$ -перехода в режиме шнурования показана на рис. 3, б (кривая 1). Импульсная ВАХ $p-n$ -перехода,

измеренная на коротких импульсах, показана на рис. 3, б (кривая 2). Мы видим, что на импульсной ВАХ участок отрицательного дифференциального сопротивления (ОДС) отсутствует. Для исследования влияния тока и размеров шнура на характеристики $p-n$ -перехода было измерено семейство изотермических ВАХ. Через образец пропускали постоянный ток смещения, а также подавали импульсный сигнал. Измерительный строб осциллографа устанавливался с задержкой около 30 нс относительно фронта импульса тока. За это время процессы тепловой релаксации развиваться не успевают. Семейство изотермических ВАХ шнуров показано на рис. 3, б. Пробивное напряжение в условиях шнурования существенно ниже, чем при однородном пробое. Это связано со значительным разогревом в области шнура. Изотермическое сопротивление шнура положительно, оно значительно выше, чем при однородном пробое,

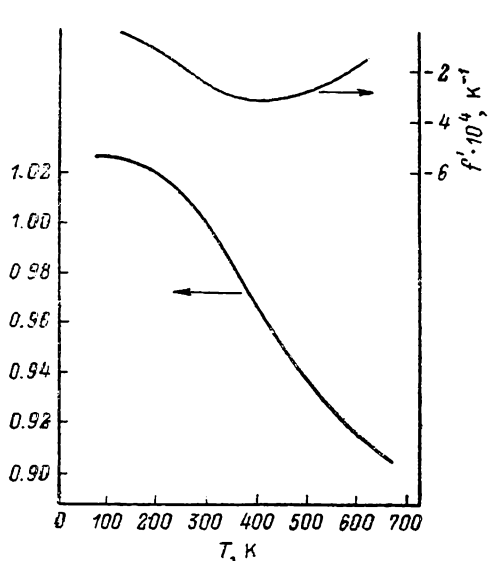


Рис. 4. Нормированная зависимость напряжения лавинного пробоя $f(T) = V_b(T)/V_b(294 \text{ K})$ и ее производная по температуре $f'(T)$.

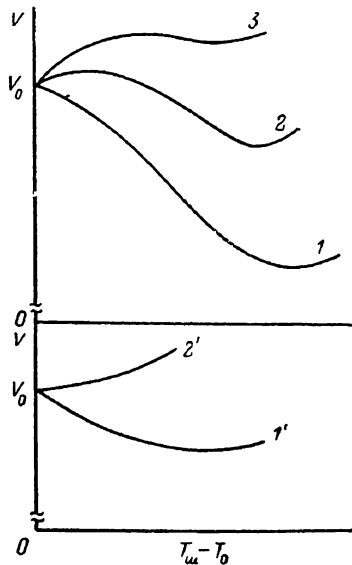


Рис. 5. Зависимость напряжения на диоде от температуры шнура.

1, 1' — стабильный шнур, 3, 2' — стабильное однородное распределение. Для кривой 2 возможна стабильность как однородного распределения, так и шнура.

и уменьшается с ростом диаметра шнура. Естественно связать этот эффект с уменьшением сопротивления растекания тока в базе при росте диаметра шнура. Зависимость сопротивления шнура

$$\tilde{R} = [V(I_0) - V(3 \text{ mA})]/\Delta I$$

от тока приведена на рис. 2 (кривая 5). Наличие излома у изотермических ВАХ при токах $I > I_0$ мы связываем с протеканием импульсного тока вне области шнура. Величина пробивного напряжения не входящей в шнур области $p-n$ -перехода $V_b^{\text{одн}}$ снижалась с ростом тока шнура вследствие однородного разогрева кристалла и теплоотвода. Зависимость $V_b^{\text{одн}}(I_0)$ показана на рис. 3, б (кривая 4).

Для точного определения температурной зависимости напряжения лавинного пробоя при 80–700 K было измерено семейство зависимостей коэффициента лавинного размножения M от обратного смещения. Измерения проводились с помощью методики, описанной в [7]. Величина пробивного напряжения для каждой температуры определялась по зависимости $M(V)$ с использованием соотношения типа зависимости Миллера [9]. Нормированная температурная зависимость напряжения лавинного пробоя $f = V_b(T)/V_b(294 \text{ K})$, а также производная от этой зависимости $f'(T)$ показаны на рис. 4. Согласно изотермическим ВАХ (рис. 3), падение пробивного напряжения в области

шнура составляет $\sim 10\%$ от величины V_b . Такая величина падения пробивного напряжения соответствует разогреву области шнура до температуры 700 К (рис. 4, кривая 1). Отметим, что в высоковольтных $p-n$ -структурах с пробивным напряжением более 150 В температурная функция $f(T)$ имеет иной вид, точка перегиба зависимости $f(T)$ для таких структур лежит в области температур ниже 300 К.

3. Модель неустойчивости

Эффекты неустойчивости и расслоения тока в полупроводниковых приборах исследовались во многих работах (см. монографию [10]). Однако задача о лавинном пробое при падающем с ростом температуры пробивном напряжении до настоящего времени не рассматривалась. Для решения этой задачи можно предложить простую модель. Будем считать, что в результате развития неустойчивости образуется токовый шнур, через который протекает весь обратный ток $p-n$ -перехода. Учтем также, что диаметр шнура d намного превосходит ширину области объемного заряда (w) и много меньше толщины пластины (L): $w \ll d \ll L$. В этом случае тепловыделение происходит в тонком диске, и величина перегрева в его центре ΔT , согласно [11], определяется соотношением

$$\Delta T = V I_0 / 2d\lambda, \quad (1)$$

где I_0 — постоянный ток шнура, λ — коэффициент теплопроводности. Теплоотводом через p^+ -область можно пренебречь, поскольку теплопроводность сильно легированного p^+ -материала мала [12]. Падение потенциала вне области объемного заряда (ООЗ) мало, и в (1) мы пренебрегаем связанным с ним тепловыделением. Величина падения потенциала вне ООЗ определяется сопротивлением растекания тока в базе R_S :

$$R_S = \rho / 2d. \quad (2)$$

Нетрудно показать, что для анизотропного материала, такого как SiC, эффективная величина удельного сопротивления в (2) $\rho = 1 / \sqrt{\sigma_{\parallel} \sigma_{\perp}}$, где σ_{\parallel} и σ_{\perp} — компоненты тензора электропроводности в главных осях.

Рассмотрим условия формирования шнура и его характеристики. Будем предполагать, что сопротивление $p-n$ -перехода бесконечно велико при $V < V_b$, а при $V > V_b$ оно определяется лишь величинами сопротивления растекания и сопротивления, связанного с объемным зарядом подвижных носителей в ООЗ. Дополнительное падение потенциала, связанного с объемным зарядом подвижных носителей в ООЗ, мы обозначим ΔV_{SC} , оно проявляется лишь при очень высоких плотностях тока. Для определения параметров шнура воспользуемся результатами работы Ридли [13]. Согласно [13], устойчивое состояние системы следует искать из принципа минимальной генерации энтропии. Если температурные перепады в системе невелики, то принцип минимальной генерации энтропии для неустойчивости S -типа приводит к условию минимума напряжения на диоде. При значительных температурных перепадах следует учесть также величину термоэдса (\mathcal{E}_T) в неоднородно разогретой области. В таком случае минимизировать следует величину $V + \mathcal{E}_T$. Зависимость термоэдса от температуры в нашем случае примерно на порядок слабее, чем зависимость $V_b(T)$. Поэтому при расчете мы пренебрежем термоэдсом и учтем связанные с нею поправки после завершения анализа. Величина напряжения на $p-n$ -структуре будет определяться соотношением

$$V(T_m) = V_0 f(T_m) + (\rho I / 2d) + \Delta V_{SC}. \quad (3)$$

Здесь под T_m следует понимать температуру в области шнура, определяемую (1). Пренебрегая ΔV_{SC} и членами порядка $f'_\Delta T$, а также учитывая, что $\rho I / 2d = \Delta T \lambda \rho / V_0$, получаем условие минимума $V(T_m)$

$$V_0 f'(T_m) + \lambda \rho = 0, \quad (4)$$

$$f''(T_m) > 0, \quad (5)$$

где f' и f'' — производные от f по температуре. Как следует из (4), неустойчивость возникает лишь тогда, когда пробивное напряжение падает с ростом температуры ($f' < 0$). Согласно (5), стабилизация шнура [наличие минимума $V(T_m)$] возможна лишь в случае, если $f'(T)$ нелинейна. В дополнение к (4) и (5) следует рассмотреть также условие возможности преимущественного протекания обратного тока через шнур. Это условие, очевидно, состоит в том, что напряжение в области шнура не превосходит напряжения пробоя в основной неразогретой области $p-n$ -перехода. Если кристалл имеет температуру $T_k = T_m - \Delta T$, то

$$V(T_m) < V_b(T_k), \quad (6)$$

или, согласно (1) и (4),

$$|\Delta f / \Delta T| > |f'(T)|. \quad (7)$$

Существенно, что функция $f(T)$ имеет перегиб. В экспериментально исследованном нами случае точка перегиба находится в районе $400 \div 450$ К. Вблизи точки перегиба T_n зависимость $f'(T)$ можно представить параболой с вершиной в точке перегиба (рис. 5): $f'(T) = f'(T_n) + \alpha(T - T_n)^2$. Учитывая (3), получаем более явную форму для соотношения (6)

$$T_m - T_k > 1.5(T_n - T_k). \quad (8)$$

Таким образом, минимальная величина перегрева должна в 1.5 раза превосходить расстояние до точки перегиба, если $T_k < T_n$. Обсуждаемые возможные случаи отражены на рис. 5, где показан качественный вид зависимости напряжения на шнуре от величины перегрева $V(T_m)$, определяемой соотношением (3). Величиной ΔV_{sc} пренебрегалось. Кривые 1 и 1' соответствуют существованию стабильного шнура. В случаях 3 и 3' стабильно однородное распределение тока. В случае зависимости 2 (рис. 5) могут быть стабильными как однородное распределение тока, так и шнур.

Сопоставим наши результаты с экспериментом. Согласно (4), температура стабилизации шнура не зависит от тока, поэтому благодаря (1) диаметр шнура будет пропорционален току. Сопротивление шнура определяется соотношением (2), оно обратно пропорционально току. Результаты экспериментального исследования свойств шнура, приведенные на рис. 2, находятся в соответствии с результатами простой модели. Оценим численные параметры. Используя данные по электропроводности и теплопроводности SiC для исследованного нами случая, разумно принять величины из [12, 14]: $\sigma_{\perp} = 0.05 \div 0.08$ Ом·см, $\lambda = 2 \div 2.5$ Вт/см·К, $\sigma_{\perp} / \sigma_{\parallel} = 3.5$. Таким образом, величина $f' = \lambda \rho / V_0^2 = 1.5 \times 10^{-4}$ К⁻¹. Это соответствует разогреву области шнура до температуры ~ 700 К (рис. 4, кривая 2), что вполне согласуется с экспериментом. При малых токах ($I_0 < 50$ мА) температура шнура заметно снижается, и простая модель этот эффект не объясняет. Причину снижения температуры шнура с уменьшением тока мы рассмотрим далее.

4. Влияние объемного заряда подвижных носителей в однородном $p-n$ -переходе

Согласно [15], для нашего случая это влияние может быть учтено введением сопротивления $R_{sc} = \Delta V_{sc} / I_0$, а величина сопротивления единицы площади r_{sc} определяется так:

$$r_{sc} = S R_{sc} = 2V_b / \epsilon E_m^2 v_s, \quad (9)$$

где S — площадь $p-n$ -перехода, E_m — максимальное поле в ООЗ, v_s — насыщенная скорость дрейфа электронов, ϵ — диэлектрическая проницаемость. Условие минимума напряжения на $p-n$ -переходе с учетом ΔV_{sc} дает следующий результат. Если сумма $f'V_0^2 + \lambda \rho$ отрицательна, то неравенство (6) выполняется и образуется шнур диаметром

$$d = \frac{16r_{sc}\lambda}{\pi |f'(T_m)V_0^2 + \lambda \rho|}. \quad (10)$$

Обратим внимание на то, что в пределе $T_m \rightarrow T_k$ диаметр шнура постоянен. При уменьшении величины тока диода диаметр шнура должен сначала уменьшаться, плотность тока расти в соответствии с результатами раздела 3. При дальнейшем снижении тока диаметр шнура стабилизируется в районе $d(T_k)$, а плотность тока и величина перегрева уменьшаются пропорционально уменьшению тока. Нетрудно убедиться в том, что результаты модели однородного перехода заметно расходятся с экспериментом.

5. Влияние статистических неоднородностей на процесс шнурования

Возможность влияния статистических флуктуаций легирования на лавинный пробой была впервые отмечена Шокли [16]. Для оценки величины среднеквадратичной флуктуации пробивного напряжения V_f им было предложено соотношение

$$V_f = \sqrt{eE_m/4\varepsilon}. \quad (11)$$

В экспериментах по исследованию лавинного пробоя на германии и кремнии не было обнаружено отчетливого проявления статистических флуктуаций. В карбиде кремния пробивное поле велико ($E_m = 6.5 \cdot 10^6$ В/см для $V_b = 40 \div 50$ В, $V_f = 0.5$ В). Следует ожидать, что распределение пробивного напряжения по площади перехода имеет Гауссову форму. Для получения явного вида ВАХ мы упростим задачу, предположив, что флуктуирующее пробивное напряжение \tilde{V}_b равномерно распределено по площади перехода в пределах интервала V_f :

$$\varphi(\tilde{V}_b) = dS/d\tilde{V}_b = S\theta(\tilde{V}_b - V_1)\theta(V_2 - \tilde{V}_b)/V_f. \quad (12)$$

Здесь θ — единичная ступенчатая функция, $V_1 = V_b - V_f/2$; $V_2 = V_b + V_f/2$. Под V_b следует понимать среднюю величину пробивного напряжения. Если напряжение на барьерном слое V_{pn} в какой-либо точке превосходит \tilde{V}_b , то в этой точке протекает ток, ограниченный объемным зарядом электронов в соответствии с (9). Ток p — n -перехода будет определяться соотношением

$$I = \frac{1}{r_{SC}} \int_0^{V_{pn}} (V_{pn} - \tilde{V}_b) \varphi(\tilde{V}_b) d\tilde{V}_b. \quad (13)$$

Учитывая (11), получим ВАХ в виде

$$I = \frac{S}{r_{SC}} \frac{(V_{pn} - V_1)^2}{2V_f} \quad \text{при } V_1 \leq V_{pn} \leq V_2, \quad (14)$$

$$I = \frac{S}{r_{SC}} (V_{pn} - V_b) \quad \text{при } V_{pn} \geq V_2. \quad (15)$$

При анализе процесса шнурования мы детально рассмотрели лишь случай умеренных плотностей тока, соответствующих применимости (14). Полная величина напряжения на диоде будет иметь вид

$$|V(T_m) = V_{of} + \frac{I\rho}{2d} \left(1 + \sqrt{\frac{I_{SC}}{I_0}} \right) - \frac{V_f}{2}, \quad (16)$$

где $I_{SC} = 32 r_{SC} V_f / \pi \rho^2$. Как следует из (16), задача о шнуровании в неоднородном p — n -переходе сводится к рассмотренному в разделе 3 случаю, если заменить реальную величину удельного сопротивления ρ на эффективную величину ρ^* :

$$\rho^* = \rho \left(1 + \sqrt{I_{SC}/I_0} \right). \quad (17)$$

Проведем численную оценку порядка величины I_{SC} . Точное значение v_s для $6H$ -SiC, $E \parallel c$ неизвестно. Если задаться величиной $v_s = 10^7$ см/с, $V_f = 0.5$ В,

то, согласно (9), получим $I_0 = 10$ мА. Такой порядок величин I_{sc} представляется вполне разумным. Изотермические ВАХ шнура заметно нелинейны в диапазоне малых токов $I \approx 10$ мА. Эта нелинейность находит естественное объяснение в рамках нашей модели. Уменьшение температуры в области шнура с уменьшением тока происходит в соответствии с (4) и (17). Когда условие непротекания тока через объем $p-n$ -перехода нарушается, шнур исчезает. Такой процесс иллюстрируется последовательностью кривых $I-3$ (рис. 5). Согласно (8), с повышением температуры кристалла условия образования шнура смягчаются и пороговый ток уменьшается.

Учет влияния термоэдс приводит к следующему результату. При образовании и исчезновении шнура должен наблюдаться скачок напряжения на величину, равную термоэдс (\mathcal{E}_T) в области шнура. Используя данные по термоэдс в карбиде кремния [17], получаем величину этого скачка. Для перегрева шнура на 200 К скачок будет составлять около 0.3 В. Такой скачок действительно наблюдается на статической ВАХ диода (рис. 4). Обратим внимание также на то, что шнурование может наблюдаться лишь в $p-n$ -переходах достаточно высокого качества, неоднородность пробоя в которых не слишком велика.

Автор благодарит М. Э. Райха и И. М. Рузина, а также Ю. А. Водакова и В. С. Семенова за полезное обсуждение.

Список литературы

- [1] Дмитриев А. П., Константинов А. О., Литвин Д. П., Санкин В. И. // ФТП. 1983. Т. 17. В. 6. С. 1093—1098.
- [2] Тагер А. С., Снегирев В. П., Лисенков Г. Б. // Письма ЖТФ. 1981. Т. 7. В. 12. С. 1335—1339.
- [3] Водаков Ю. А., Литвин Д. П., Санкин В. И., Мохов Е. М., Роевков А. Д. // Письма ЖТФ. 1984. Т. 10. В. 5. С. 303—306.
- [4] Константинов А. О. // Автореф. канд. дис. Л., 1984.
- [5] Вайнштейн С. Н., Дмитриев В. А., Левинштейн М. Е., Рендакова С. В. // Письма ЖТФ. 1987. Т. 13. В. 12. С. 725—728.
- [6] Кернер Б. С., Литвин Д. П., Санкин В. И. // Письма ЖТФ. 1987. Т. 13. В. 13. С. 819—822.
- [7] Константинов А. О. // ФТП. 1983. Т. 17. В. 12. С. 2124—2128.
- [8] Константинов А. О. // ФТП. 1987. Т. 21. В. 4. С. 670—675.
- [9] Константинов А. О. // ФТП. 1989. Т. 23. В. 1. С. 52—57.
- [10] Блихер А. Физика силовых биполярных и полевых транзисторов. Л., 1986. 134 с.
- [11] Зи С. М. Физика полупроводниковых приборов. Т. 2. М., 1984. 176 с.
- [12] Burgmeister E. A., Muench V. M., Pettenpaul E. // J. Appl. Phys. 1979. V. 50. N 9. P. 570—574.
- [13] Ridley V. K. // Proc. Phys. Soc. 1963. V. 82. N 529. P. 954—966.
- [14] Водаков Ю. А., Ломакина Г. А., Мохов Е. М., Одинг В. Г., Семенов В. В., Соколов В. И. // Широкозонные полупроводники. Л., 1980. С. 164—184.
- [15] Тагер А. С., Вальд-Перлов В. М. Лавинно-пролетные диоды. М., 1988. 79 с.
- [16] Шюкли У. // УФН. 1962. Т. 77. В. 1. С. 161—200.
- [17] Ломакина Г. А., Водаков Ю. А. // ФТТ. 1962. Т. 4. В. 3. С. 820—822.

Физико-технический институт
им. А. Ф. Иоффе АН СССР
Ленинград

Получена 2.01.1989
Принята к печати 27.01.1989