

УДК 621.315.592

Ванье-штарковская локализация в естественной сверхрешетке политипов карбида кремния

Обзор

© В.И. Санкин[†]Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе Российской академии наук,
194021 Санкт-Петербург, Россия

(Получен 24 декабря 2001 г. Принят к печати 24 декабря 2001 г.)

Приведены результаты исследования политипов карбида кремния в сильных электрических полях. Показано, что наличие естественной сверхрешетки в политипах карбида кремния приводит к минизонной структуре зоны проводимости, что в свою очередь вызывает серию эффектов, а именно отрицательную дифференциальную проводимость в режиме блоховских осцилляций, электрон-фононные резонансы, локализацию нижней минизоны, резонансное туннелирование между первой и второй минизонами, дырочную монополию ударной ионизации в широкой области полей, аномально высокие поля лавинного пробоя с отрицательной температурной зависимостью напряжения пробоя и многие другие оригинальные эффекты. Заметим, что все перечисленное является составной частью единого процесса ванье-штарковской локализации, который возникает по мере возрастания средней величины электрического поля от 100 до 2900 кВ/см (максимальная величина поля в резком $p-n$ -переходе была вдвое больше).

1. Введение

Механическая твердость, стойкость в химических агрессивных средах, сохранность полупроводниковых свойств при высоких температурах вплоть до 1000°C, высокая теплопроводность, высокие пробивные электрические поля и многие другие свойства карбида кремния хорошо и широко известны. Несмотря на то что такое уникальное свойство карбида кремния как политипизм сейчас также широко известно, интерес к политипам SiC, как ярким представителям полупроводников со сверхструктурой, до сих пор был весьма ограниченным. Практически во всех политипах, кроме основной периодичности, равной постоянной решетки, можно выделить дополнительную периодичность размером в несколько и даже несколько десятков постоянных решеток. Такая сверхпериодичность получила название естественной сверхрешетки (ЕСР). Кроме вопроса о природе данных сверхструктур, огромный интерес вызывает вопрос о том, какое воздействие это явление оказывает на электронные свойства политипов и является ли ЕСР альтернативой широко распространенной искусственной сверхрешетке (СР) GaAs-Ga_xAl_{1-x}As. Безусловно, эта проблема является фундаментальной, но несомненно и то, что результаты такого исследования представляют большой практический интерес, поскольку речь идет о свойствах собственно кристаллов SiC, практическая ценность которых не вызывает сомнений. С точки зрения кристаллической структуры естественная сверхрешетка определяется достаточно просто. Как известно, карбид кремния представляет собой набор кристаллов (политипов), отличающихся друг от друга кристаллической структурой. К простейшим политипам относятся куби-

ческий 3С-SiC и гексагональный 2H-SiC. Среди более сложных политипов чисто кубических и чисто гексагональных нет. Каждый из них состоит из чередующихся специфическим образом слоев с кубическим и гексагональным окружением. К наиболее известным политипам относятся 4H, 6H, 8H, 15R, 21R, 27R. Число обозначает количество атомных слоев, которое содержит элементарная ячейка вдоль выделенной оси симметрии кристалла C , а буква определяет симметрию элементарной ячейки: гексагональную (H) или ромбоэдрическую (R). Отсюда видно, что размер элементарной ячейки большинства политипов вдоль оси C превосходит размер ячейки простейших политипов. Например, в гексагональном ряду 4H, 6H, 8H он превышает размер для 2H соответственно в 2, 3 и 4 раза. Чередование слоев в некоторых политипах выглядит следующим образом: 4H — $(hk)_2$, 6H — $(hkk)_2$, 8H — $(hkkk)_2$, 15R — $(hkhkk)_3$, 21R — $(hkhkkk)_3$, 27R — $(hkhkhkhkk)_3$. Здесь индексами h и k обозначены атомные слои с гексагональной и кубической ориентацией, нижний индекс после скобок показывает, сколько раз указанная в скобках последовательность слоев повторяется в элементарной ячейке. Период этой последовательности для выше указанного ряда политипов существенно — в 2, 3, 4, 5, 7, 9 раз — превышает основной период кристаллической решетки соответствующего политипа и поэтому его справедливо определить как сверхпериод, а саму сверхпериодичность как естественную сверхрешетку.

В 1928 г. Блох показал [1], что электрон, достигающий под действием электрического поля верхнего края разрешенной зоны, испытывает брэгговское отражение и движется в обратном направлении против поля. Теряя энергию, электрон возвращается в исходное состояние, после чего этот цикл повторяется. Частота блоховских

[†] E-mail: sankin@widegap.ioffe.rssi.ru
Fax: (812) 515 6747, (812) 247 1017

осцилляций (БО) составляет

$$v = eFa/h, \quad (1)$$

где F — электрическое поле, a — постоянная кристаллической решетки. Следует заметить, что для реализации БО должно быть выполнено еще одно условие:

$$eFl = E_1, \quad (2)$$

где l — длина свободного пробега электрона (дырки), E_1 — ширина разрешенной зоны (индекс 1 говорит о нижнем положении зоны). Отсюда видно, что в традиционных полупроводниках с их широкими зонами в несколько эВ, необходимые поля в среднем составят величину, большую 1000 кВ/см. Поэтому для реализации эффекта в разумных по величине полях нужны узкие зоны. Именно такие узкие зоны возможны в кристаллах со сверхпериодичностью.

Интерес к системам со сверхпериодичностью возрос в середине 60-х годов после опубликования Келдышем работы [2], в которой предлагалась идея создания в кристалле с помощью акустической волны дополнительного потенциала с периодом, существенно превышающим постоянную решетки кристалла, т. е. сверхпериодом, что в свою очередь приведет к расщеплению непрерывной и широкой зоны в последовательность узких зон или минизон. Приложение сильного электрического поля к такой системе индуцировало бы режим брэгговского отражения электронов и электронной локализации, носящей название ванье-штарковской локализации (ВШЛ) [3], и, как следствие, возникновение отрицательной дифференциальной проводимости (ОДП). Можно утверждать, что идея Келдыша стимулировала создание искусственных сверхрешеток [4] на основе последовательности гетеропереходов, которые и по сей день являются объектом многочисленных исследований, главной задачей которых являлось и является обнаружение ОДП. К сожалению, на сегодняшний день эта задача практически остается не решенной. С тех пор проблема ВШЛ достаточно широко обсуждалась в научных публикациях. Нетрудно соединить в одно целое по физической сути явление ванье-штарковского квантования и БО.

В некоторых работах, например в [5], ставится под сомнение корректность решения Ванье, приводящего к ВШЛ, так как в его модели было применено однозонное приближение, не учитывающее возможности смешивания состояний различных зон электрическим полем. В работе [6] показано, что и при учете межзонного туннелирования ВШЛ сохраняется, однако эта работа и сама вызвала активную полемику [7]. В настоящее время этот диспут продолжается [8], что говорит о сложности теоретического решения данной проблемы и о необходимости экспериментальных данных по всему спектру связанных с ней вопросов. Следует отметить, что большой практический интерес к экспериментальным результатам в этой области обусловлен принципиальной возможностью получения ОДП, очень важной для многих приложений.

Практическое обнаружение эффектов ВШЛ возможно только при использовании сверхрешетки, обладающей спектром носителей заряда, состоящим из узких зон, известных как минизоны. Серьезным доказательством возникновения ВШЛ в кристалле со СР стало обнаружение ванье-штарковских лестниц в оптических переходах [9,10]. При этом система уровней ванье-штарковской лестницы в оптических переходах составляла серию

$$E_n = E_0 + neFd, \quad n = 0, \pm 1, \pm 2, \pm 3, \dots, \quad (3)$$

где E_0 — энергия перехода в одной и той же яме с $n = 0$, d — период СР. Спустя некоторое время в работах [11,12] методом четырехволнового смешивания были обнаружены поляризационные волны блоховских осцилляций. Однако следует подчеркнуть, что сами оптические эксперименты не дают оснований для однозначного утверждения о реализации названных выше эффектов, а то, что они обнаруживаются с помощью оптических методик, обладающих высокой чувствительностью, является свидетельством низкой интенсивности самих эффектов. Обнаружение ОДП в соответствующих указанным эффектам условиях несомненно стало бы более весомым аргументом в объективном доказательстве их существования.

Принципиальная возможность получения ОДП, связанной с индуцированной полем локализацией, на искусственной СР была показана Есаки и Тсу (ЕТ) [4]. Данный эффект возникает в том случае, когда разогретый электрическим полем электрон попадает в ту часть зонного спектра, где эффективная масса отрицательна. Обычно эта область близка к верхнему краю минизоны, но не доходит до края минизоны. Появление работы [4] может считаться началом широкого изучения проблемы ванье-штарковского квантования в искусственных СР.

Лишь спустя 20 лет после начала исследований появились работы [13–15], результаты которых, по мнению их авторов, свидетельствовали о наблюдении эффекта ОДП по механизму, предложенному в [4]. В частности, в [13,14] приведено подробное доказательство того, что наблюдаемые эффекты не связаны с ВШЛ. Но уже в [16] были проведены оптические и транспортные эксперименты на одинаковых СР, где утверждались, что ВШЛ и эффекты ОДП по физической сути идентичны. К сожалению, количественно и качественно результаты [13–15] не находились в согласии между собой и в дальнейшем не получили широкого развития.

Проблема электронного транспорта в сильных электрических полях в системе ЕСР политипов карбида кремния впервые стала предметом исследований в работах, которые будут обсуждаться далее. Таким образом, весьма актуальная проблема, не разрешенная на искусственных СР, обязательно должна была стать предметом исследования на ЕСР политипов SiC, хотя бы потому, что в структурном совершенстве ЕСР имеют неоспоримые преимущества перед искусственными СР, в частности, благодаря отсутствию интерфейсов. Техно-

логически задача создания экспериментальных структур на SiC в своей основе сводится к росту качественных эпитаксиальных не гетеро-, а гомослоев, положительный опыт в решении которой был накоплен и в России, и за рубежом. Результатами данной работы должны были стать ответы на весьма принципиальные физические вопросы — существует ли ВШЛ в кристаллах, реализуются ли экспериментально режимы БО, ЕТ или другие явления, предсказанные теоретически, является ли ЕСР в SiC существенным фактором или некой уникальностью дальнего порядка, не оказывающей существенного влияния на электронные свойства. Естественно, ожидаемым результатом этих работ должны были стать и новые данные, важные для принятия приборных решений. Именно этим обстоятельством объясняется то, что изучение транспорта горячих носителей в политипах карбида кремния началось с исследования процессов ударной ионизации и электрического пробоя, крайне важных для практической сферы. С принципиальной точки зрения эти работы являлись поистине пионерскими, поскольку в то время не существовало ни теоретических, ни экспериментальных данных о влиянии ВШЛ на указанные процессы в полупроводниках со СР. Крайне интересной представлялась проблема ударной ионизации и электрического пробоя в политипах SiC с точки зрения наличия в них ЕСР. Очевидно, что с точки зрения ВШЛ, как процесса, протекающего в широком диапазоне полей, это исследование естественным образом отражало область максимальных полей. Следует признать, что обнаружение столь всеобъемлющего влияния ЕСР на ударную ионизацию и электрический пробой было достаточно большой неожиданностью. Это влияние не только радикально изменило характер указанных процессов, до сих пор считавшихся стандартными во всех известных полупроводниках, но и выразилось в возникновении совершенно новых эффектов, в частности многошнурового расслоения лавинного тока. Интересно, что в тех же кристаллах, но в направлении, перпендикулярном оси ЕСР, характер этих процессов не отличается от остальных полупроводников.

2. Ударная ионизация в политипах карбида кремния

Ударная ионизация (УИ) — одна из важнейших характеристик любого полупроводникового материала. Так же как и в газах, ударная ионизация в полупроводниках является физической основой работы многих полупроводниковых приборов. Для приборов на основе карбида кремния, преимущества которых обусловлены прежде всего высокими значениями пробивных полей, данные по ударной ионизации были остро необходимы. Кроме того, влияние ЕСР могло выразиться в совершенно новых и неожиданных проявлениях, в том числе и в приборном аспекте.

2.1. Измерение ударной ионизации в политипах карбида кремния

Исследование УИ проводилось с помощью методики фотоумножения [17]. На образец с $p-n$ -переходом направлялся свет с энергией 3.2–4.0 эВ перпендикулярно плоскости $p-n$ -перехода. Структура $p-n$ -перехода была резкой и асимметричной P^+-N или P^+-N-N^+ , где P^+ — сильно легированная до $N_a - N_d \approx 10^{21} \text{ см}^{-3}$ дырочная область, N — электронная область, легированная на 3–4 порядка слабее, и N^+ — сильно легированная электронная область с $N_d - N_a \approx 10^{21} \text{ см}^{-3}$. В качестве контактов использовались напыленный при $T = 850 \text{ К}$ Al и воженный при $T = 1300 \text{ К}$ Ni. Экспериментальные образцы изготавливались в виде меза-структур диаметром 200–400 мкм.

К образцу подводилось обратное смещение, с увеличением которого росло и поле в $p-n$ -переходе. Для устранения пробоя по боковой поверхности меза-структуры производилась обработка этой поверхности протонами с энергией 30–150 кэВ [18]. Наведенный фототок в поле $p-n$ -перехода умножается вследствие УИ. В процессе эксперимента определялся коэффициент умножения M как отношение умноженного фототока к фототоку без умножения. Поскольку диффузионная длина дырок и электронов не превышала 0.3 мкм [19], а ширина $p-n$ -перехода была примерно такой же, раздельное измерение дырочного и электронного коэффициентов умножения M_p и M_n в такой системе невозможно. Соотношения коэффициентов ионизации электронного α и дырочного β неизвестны, поэтому для их оценки используем выражения, пригодные для крайних случаев [17]:

$$1) \alpha = \beta,$$

$$\alpha(\beta) = \frac{F_m}{M^2 X_m} \frac{dM}{dF_m}; \quad (4)$$

$$2) \alpha \text{ или } \beta = 0,$$

$$\alpha(\beta) = \frac{F_m}{M X_m} \cdot \frac{dM}{dF_m}, \quad (5)$$

где F_m — максимальное поле в $p-n$ -переходе, X_m — ширина $p-n$ -перехода. Для определения F_m и X_m снимались зависимости емкости от напряжения $C(V)$. Величина контактного потенциала составила $V_b = 2.7-2.9 \text{ В}$.

Отсутствие $p-n$ -переходов с однородным лавинным пробоем являлось главной причиной того, что к моменту начала данной работы не было ни одного исследования по УИ и некоторое время в процессе выполнения работы наши попытки провести такие исследования были бесплодны. Но благодаря проведенному анализу, были найдены технологические условия создания совершенных $p-n$ -переходов [20], объяснена природа низковольтных микроплазм и сформулирована модель вакансионных кластеров [21]. На совершенных $p-n$ -переходах повышение напряжения до пробоя не сопровождалось возникновением микроплазм, а сам пробой представлял собой поле, состоявшее из нескольких областей, с некоторым различием в интенсивности свечения

между ними. В таких p - n -переходах обеспечивалась однородность распределения электрического поля и, следовательно, корректность в измерениях коэффициентов ионизации от поля.

Полученные экспериментальные данные для $6H$ -SiC были обработаны по формулам (21) и (22). Интересно, что в предположении $\alpha = \beta$ кривая $\alpha(F)$ [17] не только не проявляла тенденции к экспоненциальному росту, но даже начинала падать при некотором поле (рис. 1, кривые 1, 2). Как известно, такое не отмечалось ранее, когда аналогичная процедура применялась, например, в кремнии. Разумный экспоненциальный рост кривых $\alpha(F)$ был получен только для случая $\alpha(\beta) = 0$ (рис. 1, кривая 3). Экспериментальная кривая достаточно хорошо согласовалась с теоретической кривой, рассчитанной в соответствии с [22] при следующих параметрах: длина свободного пробега электрона (дырки) равна 23 \AA , $\hbar\omega_0/E_i = 0.026$, где $\hbar\omega_0 = 120 \text{ мэВ}$ — энергия оптического фонона, а $E_i = 1.5E_g$ — пороговая энергия ионизации. Итак, можно заключить, что в $6H$ -SiC поведение УИ носит монополярный характер. Измерения ударной ионизации на других поли типах SiC, таких как $4H$ -, $10H$ -, $15R$ - и $21R$ -SiC, показали идентичность характера ударной ионизации во всех исследованных поли типах (рис. 2) [23]. Кривые УИ для $15R$ и $10H$ совпадали с кривыми для $6H$ и $21R$ соответственно. Подчеркнем, что это явление наблюдалось в геометрии, когда электрическое поле параллельно оси ЕСР. Поэтому была предложена модель разогрева электронного

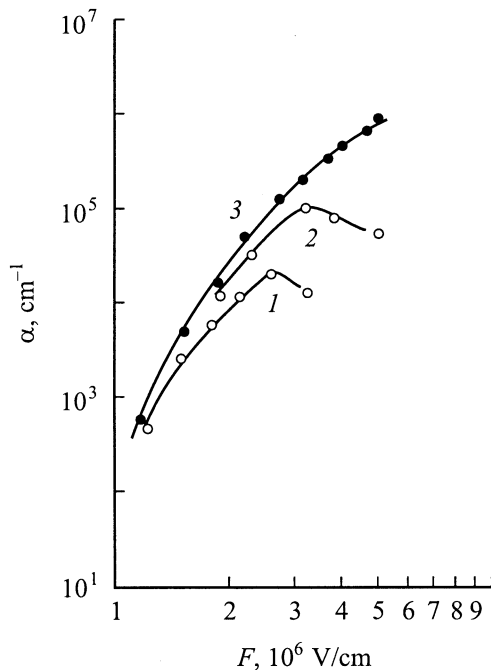


Рис. 1. Зависимость коэффициента ионизации от электрического поля. 1, 2 — в предположении $\alpha = \beta$ (1 — образец 1 с $N_d - N_a = 3 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$, 2 — образец 2 с $N_d - N_a = 1.6 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$); 3 — $\alpha \ll \beta$, для обоих образцов. Политип $6H$.

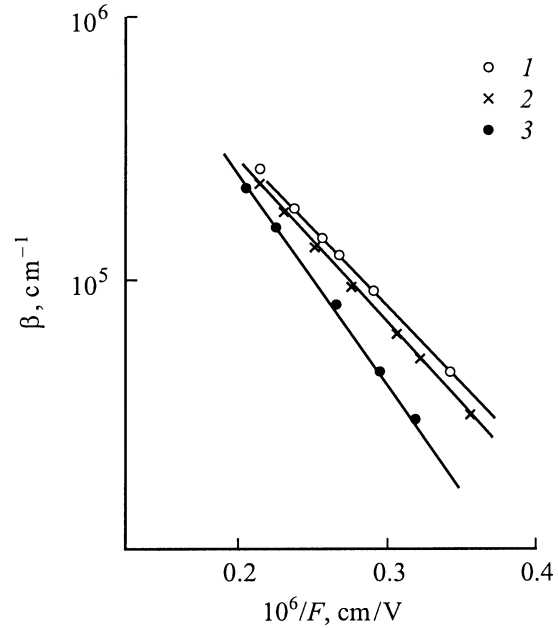


Рис. 2. Зависимости коэффициентов ударной ионизации дырок политипов $6H$ (1), $21R$ (2), $4H$ (3) от обратного поля $1/F$.

газа в узкой зоне или минизоне. В работе [24] высказано предположение о том, что в энергетическом спектре зоны проводимости имеются большие (порядка десятых электронвольта) разрывы и сужение ширины разрешенной зоны до нескольких десятых электронвольта. В то же время в валентной зоне таких разрывов нет. Наличие больших разрывов зоны проводимости, препятствующих межзонному туннелированию, фактически ограничивает величину разогрева электрона шириной первой минизоны. Поэтому можно предположить, что дырки ионизируют сильнее, чем электроны, и измеренный коэффициент ударной ионизации связан именно с ними. Для доказательства высказанных предположений было необходимо:

- 1) показать другими независимыми методами существование эффекта монополярной ионизации;
- 2) получить объективные доказательства дырочной ионизации;
- 3) показать, что монополярность УИ жестко связана с направлением поля вдоль оси ЕСР.

2.2. Зависимость ударной ионизации от ориентации электрического поля

Для выяснения влияния ориентации поля относительно оси ЕСР необходимо было создать p - n -переход на плоскости, параллельной этой оси ЕСР [25]. Ранее p - n -переходы на этой плоскости не формировались. Проблема заключалась в том, что эта плоскость является местом выхода дислокаций и ее структурное качество существенно уступает базальной плоскости. Поэтому подложка удовлетворительного качества ука-

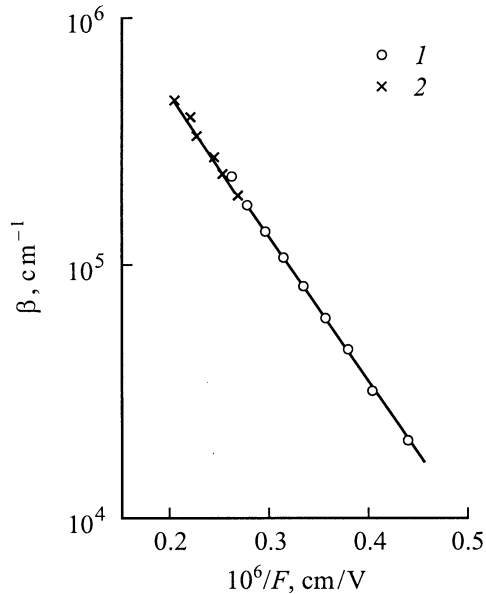


Рис. 3. Зависимость коэффициентов ударной ионизации дырок от $1/F$ для направления поля $F \perp C$. $(N_d - N_a) \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$: 1 — 1.4, 2 — 3.0.

занной ориентации является большой редкостью. Именно с отбором качественных подложек связана основная трудность получения p - n -переходов, в которых поле $F \perp C$. Структуры p - n -переходов с $F \parallel C$ и $F \perp C$ были идентичными.

Измерения УИ, проведенные в p - n -переходах с $F \perp C$ [25], показали, что фотоумножение в таких переходах появлялось лишь в непосредственной близости от пробоя, причем коэффициент умножения возрастал с полем более резко, а его максимальная величина была меньше, чем у аналогичных p - n -переходов с $F \parallel C$. Такие особенности характерны для полупроводников с близкими коэффициентами ионизации электронов и дырок. Изменение коэффициента УИ от поля для $F \perp C$ показано на рис. 3. Анализ зависимости коэффициента умножения M от поля показал, что коэффициенты ионизации электронов и дырок действительно различаются существенно менее чем на порядок. Их величины удалось оценить из выражения [26]

$$\beta = M[1 + \kappa(M - 1)]^{-1} dM/dw, \quad (6)$$

где отношение $\kappa = \beta/\alpha$ предполагается постоянным. Если для $F \parallel C$ экспоненциальный ход зависимости $\beta(F^{-1})$ мог быть получен только для $\alpha = 0$, то для $F \perp C$ экспоненциальный ход зависимости $\beta(F^{-1})$ был получен при $\beta/\alpha = 2-5$, что означало биполярность УИ, традиционную для непрерывного зонного спектра. Эти результаты доказывали одномерное действие потенциала ЕСР и присутствие минизонного спектра в зоне проводимости только для направления вдоль оси ЕСР. В зависимости $\beta \propto \exp(-F_0/F)$ параметр ионизации F_0 одинаков для обоих направлений поля,

что не удивительно, так как и для ударной ионизации при $F \perp C$ дырки ионизуют сильнее, поэтому данный параметр для обоих направлений поля определяется характеристиками валентной зоны.

2.3. Исследование шума лавинного умножения

Одним из наиболее чувствительных инструментов определения характера УИ является исследование шума лавинного умножения. Обычно экспериментальные результаты представляют собой зависимость спектральной плотности шума i_s^2 от коэффициента умножения M . Согласно [27], когда α или β равно 0, $i_s^2 \propto M^2$, если в область умножения инжектируются в основном сильно ионизирующие носители. В случае же смешанной инжекции $i_s^2 \propto M^n$, где $n > 2$. Если $\alpha = \beta$, то $i_s^2 \propto M^3$ независимо от соотношения начальных токов. Для измерений шума использовались те же p - n -структуры, которые описаны в разд. 2.1 и 2.2. Фототок в образце возбуждался лампой ДРШ-500 с фильтром УФС-6 или без фильтра. В умножении участвовали все дырки, возбужденные на длине $W + L_p$, и электроны, возбужденные на длине примерно $1/6 \cdot W + L_e$. Здесь W — ширина области пространственного заряда p - n -перехода, L_p и L_e — диффузионная длина дырок и электронов. Для сильно легированной P^+ -области $L_e \approx 0$. Поэтому соотношение электронов и дырок, инжектированных в область умножения, составляло величину порядка 0.1. На рис. 4 представлены зависимости $i_s^2 = f(M)$ для двух образцов с разным напряжением пробоя V_{br} (кривые 1 и 2) при $F \parallel C$ [28]. На кривой 1 отчетливо видны два участка: первый участок описывается зависимостью $i_s^2 \propto M^{2.3 \pm 0.05}$, второй участок — $i_s^2 \propto M^{2.6 \pm 0.05}$. Кривая 2 в основном описывается зависимостью $i_s^2 \propto M^{2.25 \pm 0.05}$. Как указано выше, соотношение электронов и дырок, инжектированных в область умножения, составляло величину порядка 0.1. Отсюда следует однозначный вывод, что во всех указанных случаях зависимости $i_s^2 = f(M)$ характеризуют умножение, в котором дырки ионизуют сильнее, чем электроны, т.е. $\beta > \alpha$. Некоторое превышение зависимости $i_s^2 = f(M)$ над квадратичной обусловлено небольшой долей электронной примеси, порядка ~ 0.12 , в общем инжекционном токе. Оценки показывают, что при условии обратного соотношения, а именно $\alpha > \beta$, показатель степени был бы $n = 4-5$. Для образца с $V_{br} = 190$ В во всем диапазоне электрических полей до 4500 кВ/см $\beta > \alpha$, а для образца с $V_{br} = 70$ В соотношение между β и α меняется, о чем свидетельствует излом на кривой 1. Выражение для избыточного шума [29] при $M_p \gg M_e$ может быть записано следующим образом:

$$Q_{\text{эф}} = \frac{M_p}{1-f} [1 - (1-1/\kappa)\{(M_p-1)/M_p\}^2], \quad (7)$$

где $f = J_{n0}/J_t$, $J_t = J_{n0} + J_{p0}$, $\kappa = \beta/\alpha$, $f \cong 0.1$. Для кривой 2 при $M_p = 40$ $Q_{\text{эф}} = 2.5$, а на первом участке кривой 1 при $M_p = 10$ $Q_{\text{эф}} = 2.1$. Полученные из (7)

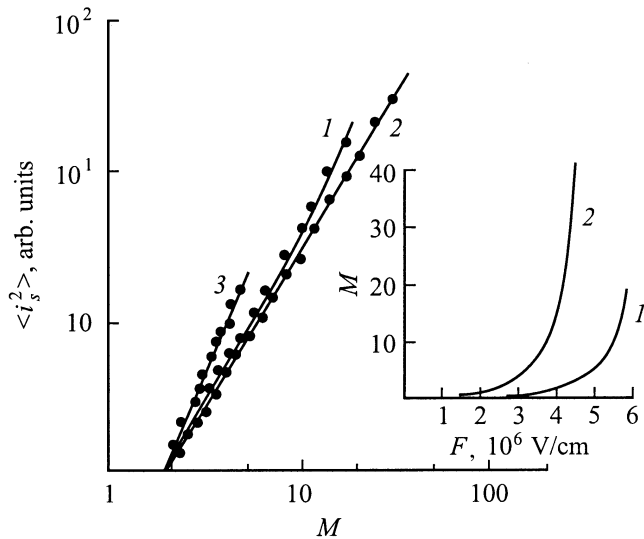


Рис. 4. Зависимость спектральной плотности шума $\langle i_s^2 \rangle$ от коэффициента умножения M . 1, 2 — $F \parallel C$; 3 — $F \perp C$. V_{br} , В: 1 — 70, 2 — 190, 3 — 41. На вставке $M = f(F)$ для образцов 1 и 2.

значения $1/\kappa \cong 0-0.02$, что практически означает $\beta \gg \alpha$ во всей области эффективного умножения до $F_m \cong 5300$ кВ/см. Подчеркнем, что приведенный разброс значений $1/\kappa$ — результат нечувствительности теоретического метода к изменению $1/\kappa$ в данном диапазоне.

Участок 2 на кривой 1, где $n \cong 2.6$, свидетельствует о том, что при $F_m \cong 5500$ кВ/см возникает электронный компонент ударной ионизации, но при этом он остается меньше дырочного компонента ударной ионизации. Оценка с помощью выражения (7) при $M_p = 20$ дает $\kappa = 6$, что показывает тенденцию на выравнивание обоих компонентов при $F_m \cong 5800$ кВ/см. Это не удивительно, поскольку наличие лавинного пробоя в этих $p-n$ -переходах само по себе требует такого выравнивания: при $\beta = 0$ или $\alpha = 0$ лавинный пробой принципиально невозможен. Данные о механизме возникновения электронного компонента в условиях минизонного спектра будут получены после детального исследования электронного транспорта в условиях ВШЛ в чистом виде, при полном исключении дырочного компонента. Для этого необходимо разработать другую структуру вместо использованного $P^+ - N - N^+$ -перехода. При подавляющем преобладании дырочной ионизации в новой структуре необходимо полностью исключить инжекцию дырок в область умножения. По этой причине инвертированная диодная структура $N^+ - P - P^+$ не дает нужного эффекта.

Была разработана необходимая структура для исследования электронной ударной ионизации [30], и на ней были проведены прямые измерения электронного компонента ударной ионизации (см. разд. 4.3). Было установлено [31], что в условиях минизонного спектра электронная ударная ионизация не наблюдается вплоть до $0.9F_b$.

Здесь F_b — поле лавинного пробоя. При этом отчетливо проявляются эффекты ванье-шттарковской локализации, само наличие которых исключает возможность ударной ионизации. Но при поле $> 0.9F_b$ наблюдается эффект туннелирования электронов в вышележащую минизону, что резко меняет ситуацию и создает условия для эффективного разогрева электронов.

Одним из наиболее убедительных доказательств определяющего влияния минизонной структуры зоны проводимости на характер ударной ионизации для $F \parallel C$ является отсутствие такого влияния для направления $F \perp C$, в котором объективно нет сверхструктуры. Проведенные исследования лавинного шума показали (рис. 4, кривая 3), что для $F \perp C$ ударная ионизация носит биполярный характер, о чем свидетельствует и зависимость $i_s^2 \propto M^{2.9 \pm 0.05}$. Полученное отношение β/α составило 1–2 во всем измеренном диапазоне полей.

Таким образом, результаты данного исследования показали:

- 1) монополярный характер ударной ионизации для направления поля вдоль оси ЕСР ($F \parallel C$) в широком диапазоне электрических полей, не имеющей аналогов среди известных полупроводников;
- 2) подавляющее преобладание дырочного компонента ударной ионизации для $F \parallel C$;
- 3) биполярный характер ударной ионизации для $F \perp C$;
- 4) определяющее влияние минизонной структуры зоны проводимости и процессов ванье-шттарковской локализации на характер ударной ионизации для $F \parallel C$.

2.4. Дырочная ионизация в политипах карбида кремния

Всесторонне изученная ударная ионизация в политипе 6H-SiC могла служить своеобразным эталоном при сравнительном анализе ударной ионизации в других политипах SiC. В общем случае это позволяло установить характер ударной ионизации, существенно ограничивая необходимый набор экспериментов. Именно таким образом [23] были получены результаты еще для четырех политипов SiC (4H, 10H, 15R, 21R) для направления электрического поля $F \parallel C$ (рис. 2). Как и в случае 6H-SiC, применение формулы для биполярной ионизации (21) не дало разумного результата, и обработка полученных экспериментальных данных фотоумножения производилась по формуле для монополярной ионизации (22). Кривые $\beta = f(1/F)$ (рис. 2) были сходны между собой. Следовательно, ударная ионизация для всех приведенных политипов в указанном диапазоне полей $F_m = 1000-5000$ кВ/см является резко монополярной и осуществляется дырками.

Данные эксперимента описываются экспонентой $\beta \propto \exp(-F_0/F)$, где F_0 — некое характеристическое поле. Полученной зависимости можно дать следующую

теоретическую интерпретацию [25]. Заметим, что коэффициент β пропорционален интегралу

$$\beta(F) \propto \int_{\varepsilon_i}^{\infty} W_i(\varepsilon) f(p, F) d^3 p / (2\pi\hbar)^3, \quad (8)$$

где ε_i — пороговая энергия УИ, $W_i(\varepsilon)$ — вероятность ударной ионизации, $f(p, F)$ — функция распределения (ФР) дырок по импульсам. Так как ФР экспоненциально спадает с ростом энергии, интеграл (8) пропорционален значению ФР на пороге УИ, т.е. $\beta(F) = f_0(\varepsilon_i, F)$, (f_0 — симметричная часть ФР).

Аналогично [32] нами был использован метод расчета асимптотики ФР в системе из двух подзон тяжелых и легких дырок. В последней длина свободного пробега велика и поэтому разогрев дырочного газа происходит по подзоне легких дырок. Разогрев при этом является баллистическим, т.е. больших энергий достигают дырки, избежавшие столкновений с фононами. Число таких дырок, т.е. асимптотика ФР, определяется вероятностью баллистического пролета, которая равна $\exp[-\frac{1}{e}\lambda_i^{-1}(\varepsilon')d\varepsilon']$. Тогда для коэффициента УИ получим

$$\beta(F) = \alpha_{\infty} \exp(-F_0/F), \quad (9)$$

где

$$F_0 = \frac{1}{e} \int_0^{\varepsilon_i} \frac{d\varepsilon'}{\lambda_i(\varepsilon')}.$$

Длина свободного пробега λ_i определяется рассеянием из подзоны легких дырок в подзону тяжелых дырок (рассеяние внутри подзоны легких дырок значительно слабее вследствие малой плотности состояний в этой подзоне). В политипах SiC роль подзоны легких дырок играет отщепленная кристаллическим полем подзона Γ_i . При этом величина кристаллического расщепления валентной зоны $\Delta = 53$ и 83 мэВ соответственно для $6H$ и $4H$ [33,34], что намного меньше E_g . На основе предположения, что доминирующим является рассеяние на оптических деформационных фононах с энергией $\hbar\omega$, был произведен расчет $\lambda_i(\varepsilon)$. В целях упрощения расчета пренебрежем различием в частотах поперечных и продольных оптических колебаний. Отметим, что структура края валентной зоны в SiC весьма сложна: расщепление энергетических уровней спин-орбитальным и кристаллическим взаимодействием, спектр вблизи края зоны тяжелых дырок сильно анизотропен. Однако в области больших энергий $E > E_g$, которые наиболее интересны, влияние перечисленных факторов на зону легких дырок в значительной мере ослабевает. Это обстоятельство позволяет в первом приближении ограничиться сферически-симметричным гамильтонианом и пренебречь членами, ответственными за спин-орбитальное и кристаллическое расщепление валентной зоны. В такой модели точке $p = 0$ соответствуют три блоховские амплитуды: $v_1 = X$, $v_2 = Y$, $v_3 = Z$, пре-

образующиеся как соответствующие координаты. Опуская подробности промежуточных вычислений, приведем конечные результаты. Длина свободного пробега будет следующей:

$$\lambda_i^{-1} = \frac{d_0^2 m_l^{1/2} m_h^{3/2}}{2a^2 \hbar^2 \rho \hbar\omega}, \quad (10)$$

где ρ — плотность кристалла, a — постоянная решетки, d_0 — деформационный потенциал, m_l , m_h — массы легких и тяжелых дырок соответственно. При выводе (10) учитывалось лишь спонтанное испускание оптических фононов, т.е. предполагалось, что $kT \ll \hbar\omega$. Для F_0 было получено следующее выражение:

$$F_0 = \frac{d_0^2 m_h^{3/2} m_l^{1/2} E_g}{2a^2 e \hbar^2 \rho \hbar\omega}. \quad (11)$$

Сравнение F_0 с экспериментальными данными затруднено из-за отсутствия каких-либо данных о величине m_l . Поэтому воспользуемся знанием $F_0 = 12\,000$ кВ/см и из (11) получим для m_l значение $\sim 0.15 m_0$, что хорошо согласуется с обычно наблюдаемым значением m_l/m_h в других полупроводниках. Это сравнение вполне уместно, поскольку валентная зона не имеет минизонных расщеплений. При расчете были использованы следующие значения параметров SiC: $\rho = 3.2$ г/см³, $m_h = 1.6 m_0$, $E_g = 3.065$ эВ [33], $\hbar\omega = 110$ мэВ [33], $d_0 = 69.3$ эВ.

Таким образом, данная теория неплохо описывает процесс дырочной УИ в SiC и является дополнительным подтверждением справедливости проведенной интерпретации экспериментальных данных в политипах SiC, согласно которой депрессия электронного компонента УИ происходит вследствие минизонной структуры зоны проводимости политипов SiC.

Полученные зависимости дырочной ударной ионизации удовлетворительно описывались теоретической моделью, которая ранее использовалась для валентной зоны других полупроводников, в частности $A^{III}B^V$. Это является еще одним подтверждением того, что валентная зона в политипах SiC, в отличие от зоны проводимости, не имеет заметно выраженных признаков минизонной структуры.

3. Лавинный пробой в политипах карбида кремния

Лавинный пробой (ЛП) является важнейшей характеристикой полупроводника. От других видов электрического пробоя ЛП отличается тем, что возникает благодаря УИ электронов и дырок с примерно равной эффективностью $\alpha \approx \beta$. Тогда, возникнув от единичного акта ионизации, процесс будет самоподдерживающимся. Вольт-амперная характеристика (ВАХ) p - n -структуры будет представлять собой практически вертикальную линию, показывающую резкий рост тока. Если $\alpha(\beta) \approx 0$, то процесс УИ не будет самоподдерживающимся, а

Таблица 1.

Политип SiC	Ширина запрещенной зоны, эВ, $T = 300 \text{ К}$	F_m лавинного пробоя, $F \parallel C, 10^6 \text{ В/см}$	F_m лавинного пробоя, $F \perp C, 10^6 \text{ В/см}$	ТКНП, $F \parallel C, 10^4 \text{ К}^{-1}$	ТКНП, $F \perp C, 10^4 \text{ К}^{-1}$
4H	3.25	5.9 ($V_b = 90 \text{ В}$)	3.7 ($V_b = 41.7 \text{ В}$)	-4.6	1.5
6H	3.065	5.5 ($V_b = 78 \text{ В}$)		-3.25	
10H	3.095	4.6 ($V_b = 55 \text{ В}$)		-1.4	
15R	2.995	5.4 ($V_b = 76 \text{ В}$)		-1.93	
21R	2.865	4.7 ($V_b = 57 \text{ В}$)		1.2	

рост тока с увеличением напряжения будет иметь монотонный, хотя, возможно, и экспоненциальный характер. Напряжение и поле ЛП определяют предельные параметры самых разных приборов как слаботочных, так и сильноточных, как низкочастотных, так и сверхвысокочастотных. Исследование ЛП в карбиде кремния предпринималось до начала проведения настоящей работы [35,36]. Авторами названных работ отмечалось два обстоятельства: 1) пробой носил микроплазменный характер; 2) зависимость напряжения пробоя от концентрации донорной примеси была более пологой, чем та, что обычно наблюдалась в большом количестве полупроводников; 3) величины напряжений пробоя были аномально велики, более чем вдвое превышали пробойные напряжения, оцененные из зависимости $V_b = f(E_g, N_d - N_a)$, хотя, вследствие микроплазменного пробоя, не достигали максимальных значений.

Объяснить второе и третье обстоятельства авторы не смогли. Безусловно для прояснения этого вопроса авторам были необходимы данные исследования УИ, которые стали физической основой для интерпретации результатов исследований ЛП в настоящей работе. Специфика разогрева электронного газа в условиях мизонного спектра являлась главной причиной многочисленных аномалий лавинного пробоя, о которых пойдет речь далее. Главными составляющими данной работы были сравнительные исследования ЛП в поли типах 4H, 6H, 8H, 10H, 15R, 21R и 27R как объектах с различным набором параметров ЕСР, а также в одном поли типе, но с взаимноортогональным направлением электрического поля.

3.1. Лавинный пробой в поли типах карбида кремния при различных температурах решетки

Лавинный пробой представляет собой процесс, протекающий при предельных для данного образца напряжениях и достаточно больших токах, соответственно при этом неизбежны заметные тепловыделения и, следовательно, повышение температуры. Будет ли повышение температуры идти по произвольной нарастающей или будет иметь тенденцию к стабилизации определяется прежде всего зависимостью напряжения ЛП от темпера-

туры. Большинство полупроводников имеют так называемый положительный температурный коэффициент напряжения лавинного пробоя (ТКНП), что означает увеличение напряжения пробоя с повышением температуры и является фактором, стабилизирующим ЛП. Механизм этого эффекта заключается в том, что с повышением температуры возрастает интенсивность рассеяния и, следовательно, уменьшается длина свободного пробега носителей заряда, а это приводит к увеличению поля и соответственно напряжения ЛП. Большой интерес к изучению ЛП в карбиде кремния стимулировался наличием высоких пробивных полей и перспективой создания мощных лавинно-пролетных диодов. Поэтому знание температурных характеристик ЛП было остро необходимо и для практических целей. Результаты исследования температурной зависимости ЛП в поли типах 4H, 6H, 10H, 15R, 21R карбида кремния [17,23] не менее чем на тридцати образцах с различным содержанием донорной

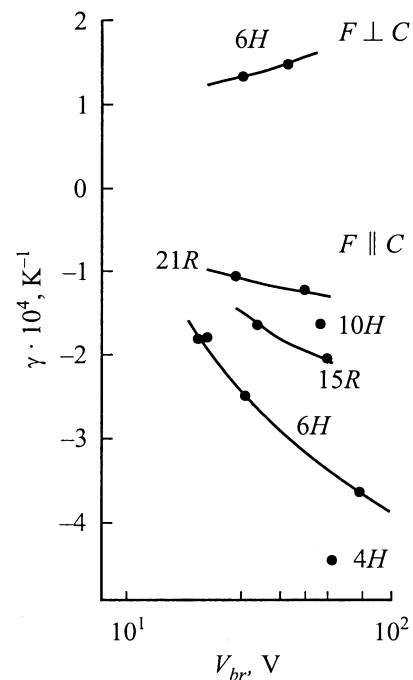


Рис. 5. Зависимости температурных коэффициентов напряжения пробоя $\gamma = (dV_{br}/dT)(1/V_{br})$ от V_{br} в образцах различных поли типов при двух ориентациях поля $F \parallel C$ и $F \perp C$.

примеси показали отрицательное значение ТКНП (рис. 5 и табл. 1). Очевидно, что отрицательный ТКНП обусловлен спецификой разогрева электронного газа. Как показано выше в разд. 2.2, электронный коэффициент УИ $\alpha \approx 0$ до некоторого значения поля, после которого увеличение поля вызывает возникновение α и очень быстрое его нарастание до величины, сравнимой с β . Механизм разогрева электронов в условиях минизонного спектра заключается в возможности увеличения энергии перпендикулярного полю движения $E(k_{\perp})$ за счет энергии движения, параллельного полю $E(k_{\parallel})$. Электрон набирает энергию, двигаясь параллельно полю в первой минизоне, и в результате рассеяния на фононах энергия $E(k_{\parallel})$ перекачивается в энергию $E(k_{\perp})$, а, как известно, энергетический спектр $E(k_{\perp})$ непрерывен. В работе [37] численным расчетом по методу Монте-Карло показано, что энергия $E(k_{\parallel})$ достигает максимального значения порядка ширины первой минизоны E_1 и не изменяется при последующем увеличении поля. В то же время $E(k_{\perp})$ достигает величины в $(3-4)E_1$ и также перестает зависеть от поля. В [38] та же задача была решена аналитически и получено выражение для $E(k_{\perp})$ в виде электронной температуры $T_e = T[1 + (E_1/\hbar\omega)^2]$, где T — температура решетки, $\hbar\omega$ — энергия оптического фонона. Из этого выражения видно, что эффективность разогрева в минизоне растет с повышением температуры решетки. Но оценка электронной температуры дает величину много меньшую, чем та, которая необходима для ионизации. Поэтому этот канал разогрева может рассматриваться как первая фаза разогрева. Условия, необходимые для электронного разогрева, приводящего к УИ, возникают после туннелирования электрона в вышележащую минизону, ширина которой существенно шире первой минизоны, что фактически устраняет барьер для эффективного электронного разогрева до уровня, необходимого для УИ. Таким образом, рассмотрение возможной модели электронного разогрева показывает, что интенсивность электронного разогрева в сверхрешетке для поля, направленного вдоль ее оси, растет с повышением температуры. Следовательно, наблюдаемый в политипах SiC при $F \parallel C$ отрицательный ТКНП вполне закономерен и является еще одним подтверждением минизонного характера электронного спектра в политипах SiC. Чтобы приведенная трактовка была еще более убедительной, требовалось показать, что ТКНП в образцах с $F \perp C$ положительный. В противном случае указанная интерпретация не была бы однозначной. Подчеркнем, что образцы для $F \parallel C$ и $F \perp C$ вырезались из одного кристалла, чтобы исключить влияние различий в примесном составе образцов. Как известно, отрицательный ТКНП наблюдается в полупроводниках, легированных глубокой примесью. ТКНП в образцах с $F \perp C$ оказался положительным (рис. 5 и табл. 1). Этот простой и однозначный результат является весьма убедительным аргументом в пользу предложенного механизма разогрева электронов в ЕСР политипов карбида кремния.

3.2. Зависимость напряжения пробоя от концентрации донорной примеси, ориентации электрического поля и ширины запрещенной зоны

Согласно универсальной, но эмпирической, формуле [39], справедливой для большинства полупроводников, напряжение пробоя (НП) резкого асимметричного $p-n$ -перехода является следующей функцией:

$$V_b \cong 60(E_g/1.1)^{3/2}[(N_d - N_a)/10^{16}]^{-3/4}, \quad (12)$$

где E_g измеряется в эВ, $N_d - N_a$ — в см^{-3} , а V_b — в В. Выше упоминалось, что в [35] ход зависимости $V_b = f(N_d - N_a)$ был более пологим по сравнению с другими полупроводниками. Полученные в данной работе результаты свидетельствуют о следующем.

1. Зависимость $V_b = f(N_d - N_a)$ для $F \parallel C$ практически совпала с приведенной в (12) (рис. 6) [23].

2. Зависимость $V_b = f(N_d - N_a)$ для $F \perp C$ была несколько более полой [23], но тоже достаточно близкой к (12) (рис. 6). Совпадение с (12), наблюдаемое в случае $F \parallel C$, не противоречит высказанной модели ЛП. Физические причины, обуславливающие зависимость $V_b = f(N_d - N_a)$, сохраняют справедливость и в условиях полупроводника с ЕСР. Что касается несколько более полой зависимости для $F \perp C$, то здесь скорее всего сказались дополнительные центры рассеяния, связанные с повышенной плотностью дислокаций на плоскости (1120), о чем упоминалось в разд. 2.2.

Величина напряжения пробоя для $F \parallel C$ оказалась более высокой в 5–7 раз, чем оцененная из (12), и выше, чем в [35,36] на 15–30% (рис. 7). Последнее обусловлено однородностью ЛП в наших $p-n$ -структурах. Аномально большое НП в политипах SiC для $F \parallel C$ качественно объясняется в рамках предложенной модели ЛП. НП в условиях полупроводника с минизонной структурой электронного (дырочного) спектра является функцией не только E_g , но и параметров минизонного

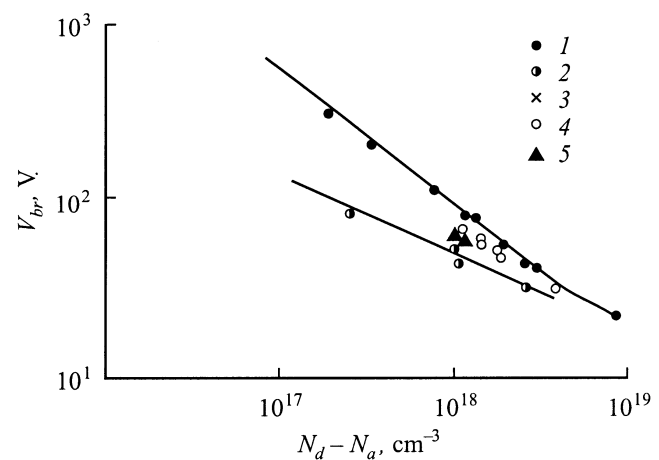


Рис. 6. Зависимость напряжения пробоя политипов 6H (1, 2), 4H (3), 21R (4), 10H (5) от концентрации в базе $N_d - N_a$. 1, 3–5 — $F \parallel C$, 2 — $F \perp C$.

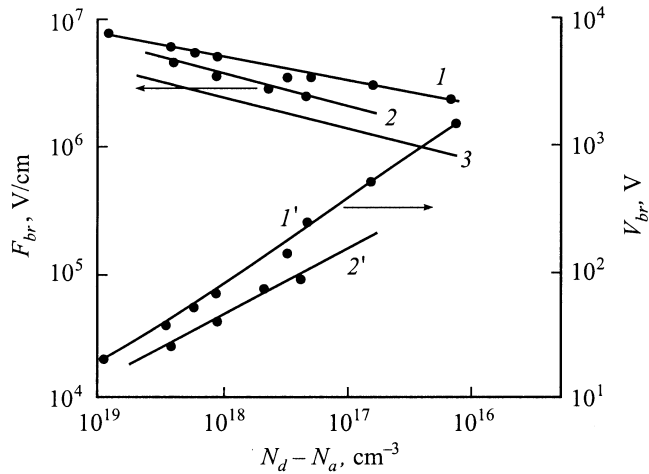


Рис. 7. Зависимости поля F_{br} (1–3) и напряжения V_{br} (1', 2') от концентрации в базе $N_d - N_a$ полупроводника 6H-SiC. 1, 1' — F_{br} и V_{br} для $F \parallel C$; 2, 2' — F_{br} и V_{br} для $F \perp C$; 3 — F_{br} по формуле (12).

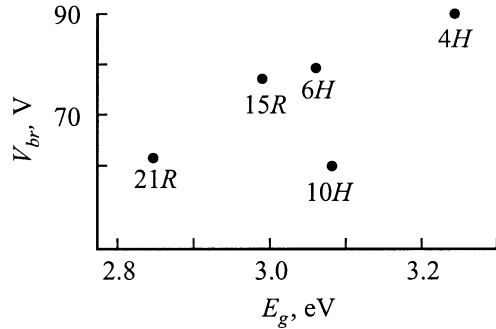


Рис. 8. Напряжение пробоя в полупроводниках SiC с различной шириной запрещенной зоны.

спектра E_1 и E_2 . В разд. 2.3 было показано, что существует широкая область полей, в которой $\alpha \approx 0$, и только перед самым пробоем α становится отличным от 0 и очень быстро нарастает. Механизм активизации электронного компонента УИ рассматривался в разд. 2.2. За счет интервала электрических полей между областями, где $\alpha \approx 0$ и $\alpha \neq 0$, создается избыточное возрастание электрического поля и напряжения ЛП.

Напряжение ЛП для $p-n$ -структур с $F \perp C$ оказалось в два-три раза меньше, чем при $F \parallel C$ (рис. 7). Однако, следует отметить, что и в этом случае оно превысило оценочное напряжение ЛП по формуле (12) более чем вдвое.

Специфика электронного разогрева в ЕСР обуславливает нетривиальное поведение напряжения пробоя от ширины запрещенной зоны. Согласно вышесказанному, электронный разогрев является функцией ширины первой минизоны, зазора между первой и второй минизонами или в целом от минизонной структуры. Поэтому напряжение пробоя будет не только функцией

ширины запрещенной зоны, но и минизонной структуры. Поскольку между этими факторами нет прямой связи, то и аномалии, представленные на рис. 8, где напряжение пробоя в более широкозонном 10H полупроводнике меньше, чем в 15R и 6H, являются результатом действия двух независимых факторов: с одной стороны, большая ширина запрещенной зоны должна увеличивать V_{br} , но, с другой стороны, более выгодная с точки зрения эффективного разогрева минизонная структура в 10H понижает V_{br} . Вторым фактором в случае 10H оказывается сильнее, отчего V_{br} неожиданно понижается.

3.3. Образование диссипативных структур и шнурование тока при лавинном пробое

Распределение электронно-дырочной плазмы (ЭДП) в плоскости $p-n$ -перехода можно изучать визуально благодаря излучению ЭДП в видимой области спектра (светло-голубое свечение). Экспериментальное исследование поведения ЭДП, возникающей при однородном ЛП обратно смещенного $p-n$ -перехода, показало, что ЭДП расслаивается по площади $p-n$ -перехода в случае $F \parallel C$ начиная с плотностей тока $J > J_c \approx (10-20) \text{ A/cm}^2$ [40–42]. Расслоение проявляется в смене (по мере увеличения тока) однородной по площади картины пробоя (рис. 9, а) на неоднородную (рис. 9, б). С ростом тока яркость свечения ЭДП в одних местах увеличивается, а в других — падает, и при $J \geq 100 \text{ A/cm}^2$ картина пробоя представляет собой большое количество ярких точек на темном фоне. Размеры точек и расстояние между ними составляют 1–4 мкм. При импульсном режиме характер картины не зависит от длительности импульса в диапазоне $\tau_p = 10^{-5} - 10^{-7} \text{ с}$ и определяется лишь значением плотности тока. Дифференциальное сопротивление образцов в области токов, где реализуется расслоение ЭДП, оказывается положительным. Увеличение температуры решетки T_1 от 300 до 600 К приводит к увеличению J_c примерно в 2 раза. Напротив, при охлаждении образца J_c уменьшается, но при $T_1 < 230 \text{ К}$ расслоение ЭДП не наблюдается вплоть до $J = 500 \text{ A/cm}^2$. При отклонении направления электрического поля $p-n$ -перехода от оси ЕСР более чем на 10° расслоение не наблюдается, и ЭДП остается однородной вплоть до $J = 500 \text{ A/cm}^2$.

Отметим, что наблюдаемый эффект расслоения ЭДП реализуется лишь в достаточно однородных образцах, в которых при малых токах пробоя не микроплазменный, а однородный по площади $p-n$ -перехода. В образцах с малым количеством микроплазм эффект расслоения ЭДП реализуется в однородных участках структуры (вне микроплазм).

Как было показано в разд. 2.1, разогрев в условиях минизонного спектра происходит благодаря рассеянию на фонах. Но при увеличении плотности тока растет концентрация электронов n , и возрастает частота электрон-электронных столкновений. При таких столкновениях, как и при электрон-фононных столкновениях,

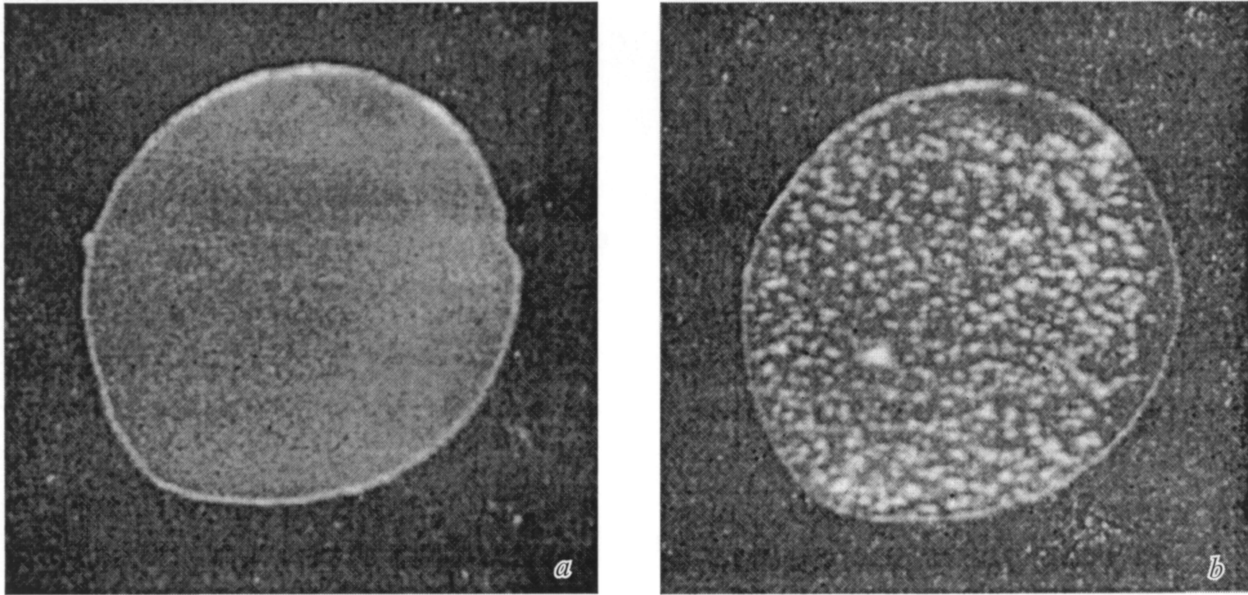


Рис. 9. Излучение света при лавинном пробое 6H-SiC резкого $p-n$ -перехода: a — однородное, b — расслоение электронно-дырочной плазмы.

увеличивается энергия перпендикулярного движения, т.е. растет концентрация горячих электронов, и, следовательно, с ростом n увеличивается скорость ударной ионизации v_i . Наблюдаемый эффект расслоения, по видимому, и связан с возникновением при больших плотностях тока возрастающей зависимости v_i от n . Далее будет показано, что, несмотря на незначительность доли электрон-электронных по сравнению с электрон-фононными столкновениями в процессе электронного разогрева, их вклад в развитие процесса неустойчивости пространственного распределения ЭДП оказался решающим. Этот случай является яркой иллюстрацией роли малого по абсолютной величине, но нелинейного фактора, в определении синэнергетического сценария развития того или иного процесса.

Распределение концентрации электронов и падения напряжения \tilde{V} по площади $p-n$ -перехода (оси x и y) приближенно описываются уравнением непрерывности числа частиц

$$\frac{dn}{dt} = D\Delta_{\perp}n + nv_i(n, \tilde{V}) - \frac{n}{\tau_r(n, \tilde{V})} - \frac{n}{\tau_n} \quad (13)$$

и баланса плотности тока в структуре

$$c \frac{d\tilde{V}}{dt} = \sigma \tilde{W} \Delta_{\perp} \tilde{V} - env_n + (V - \tilde{V})/\rho, \quad (14)$$

где D — коэффициент биполярной диффузии; $\tau_n = w|v_n|$; w — толщина области пространственного заряда (ОПЗ) $p-n$ -перехода; v_n — дрейфовая скорость электронов; $\rho = W/\sigma$; W и σ — толщина и проводимость полупроводниковой базы (квазинейтральной области структуры); \tilde{W} — эффективная толщина поперечного растекания тока в базе ($\tilde{W} \leq W$); τ_r — время

рекомбинации носителей в ОПЗ; V — полное напряжение на структуре; c — удельная емкость $p-n$ -перехода; $\Delta_{\perp} = d^2/dx^2 + d^2/dy^2$ (ось Z выбрана в направлении оси ЕСП). Линеаризуя уравнения (13) и (14) относительно малых флуктуаций $\delta\tilde{V}$, $\delta n \propto \exp(ik_{\perp}r_{\perp} - \gamma t)$ вблизи исходного однородного состояния $\tilde{V} = \tilde{V}_h$ и $n = n_h$, получим дисперсионное уравнение. Из его анализа следует, что распределение концентрации ЭДП и соответственно плотности тока по площади $p-n$ -перехода оказывается неустойчивым ($\text{Re}\gamma < 0$) при положительной дифференциальной проводимости структуры, т.е. при

$$\xi < \Gamma\rho J_h/\tilde{V}_h, \quad (15)$$

относительно однородных флуктуаций с частотой

$$\text{Im}\gamma = \omega_0 = (c\tilde{V}_h\tau_n/J_h)^{-1/2}(\Gamma - V_h\xi/\rho J_h)^{1/2}, \quad (16)$$

когда

$$\xi > \xi_w = \tau_n, \quad (17)$$

где $\xi = d \ln v_i / d \ln n$; $\Gamma = d \ln v_i / d \ln \tilde{V}$ и учтено, что обычно $\tau_r \gg \tau_n$.

Если условие (17) не выполняется, то возникает аperiodическая неустойчивость ($\text{Im}\gamma = 0$) ЭДП относительно флуктуаций с волновыми числами вблизи

$$k_{\perp} = k_0 = (l_{\perp}L)^{-1/2}\Gamma^{1/2}, \quad (18)$$

когда

$$\xi > \xi_c, \quad (19)$$

где ξ_c определяется из уравнения

$$\xi_c = (l_{\perp}^2/\tilde{W}W) + (2l_{\perp}/L)(\Gamma - \xi_c\tilde{V}_h/J_h)^{1/2}, \quad (20)$$

$J_h = en_h|v_n|$; $l_{\perp} = (D\tau_n)^{1/2}$ — характерная биполярная диффузионная длина носителей в ОПЗ $p-n$ -перехода в

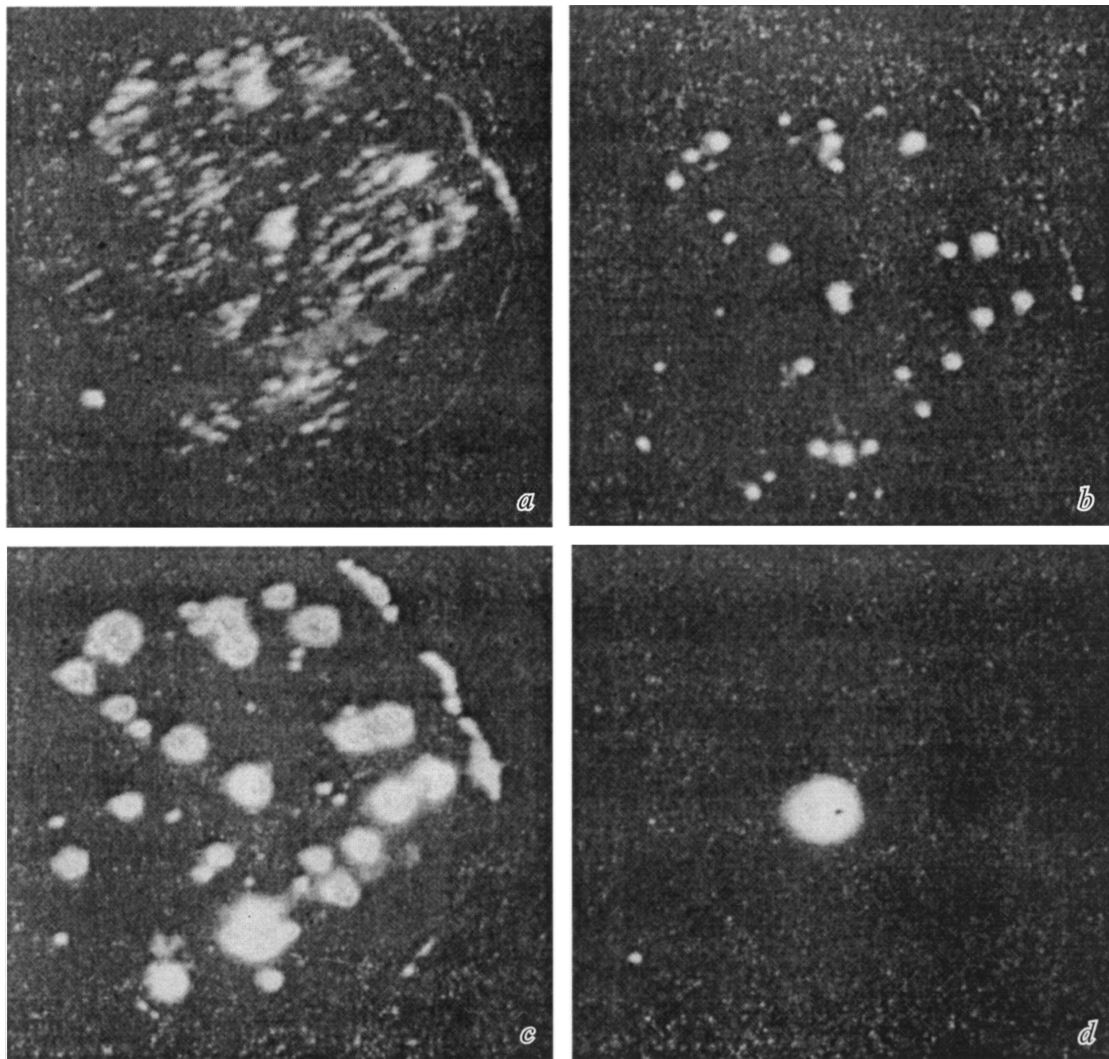


Рис. 10. Кинетика нитей лавинного тока от длительности импульса, мкс: a — 0.2, b — 1.2, c — 7, d — 100.

направлениях x, y ; $L = (\sigma \tilde{W} \tilde{V}_h / J_h)^{1/2}$ — характерная длина изменения падения напряжения на p - n -переходе (для неоднородных возмущений \tilde{V} вблизи $\tilde{V} = \tilde{V}_h$). Используя характерные значения $\sigma = 20 \text{ Ом}^{-1} \cdot \text{см}^{-1}$, $W = 3 \cdot 10^{-2} \text{ см}$, $\tilde{V}_h = 50 \text{ В}$, $J_h = 20 \text{ А/см}^2$, $w = 2 \cdot 10^{-5} \text{ см}$, $v_n = 10^6 \text{ см/с}$, $c = 2 \cdot 10^4 \text{ пФ/см}^2$, $D \approx 1 \text{ см}^2/\text{с}$ и полагая $\tilde{W} \approx 2 \cdot 10^{-3} \text{ см}$, $\Gamma \approx 100$, получим $\xi_c = 2 \cdot 10^{-4}$, а $\xi_w \approx 1$, т.е. условие расслоения ЭДП (19) значительно мягче условия возникновения колебаний (17). Таким образом, ЭДП расслаивается уже при малых значениях $\xi > \xi_c = 10^{-4}$. Эти значения отвечают малым значениям n и J . Согласно (18), период критической флуктуации $L_0 = \pi/k_0 \approx 3 \cdot 10^{-4} \text{ см}$, что соответствует экспериментально наблюдаемому расстоянию между яркими точками расслоившейся ЭДП. Расслоение лавинного тока связано с тем, что при малом локальном увеличении лавинного тока в области размера $d \approx k_0^{-1}$ ($l \ll d \ll L$) возрастает скорость ударной ионизации в этой области, что в свою очередь приводит к увеличению плотности лавинного тока.

Такое лавинообразное нарастание плотности лавинного тока в области размером $d \ll L$ практически не подавляется падением напряжения на квазинейтральных областях структуры вследствие сильного растекания тока по этим квазинейтральным областям. Именно поэтому расслоение лавинного тока наблюдалось при положительном дифференциальном сопротивлении p - n -структуры: однородное увеличение лавинного тока полностью подавляется соответствующим однородным увеличением падения напряжения на квазинейтральных областях.

Проведенное рассмотрение не учитывало возможный джоулев разогрев p - n -структуры поданной на нее мощностью $P = IV$. В статическом режиме это справедливо при малых токах и хорошем теплоотводе. При больших токах использовался импульсный режим.

Если джоулевым разогревом пренебречь нельзя, то эволюция нитей лавинного тока в статическом режиме, а также кинетика расслоения лавинного тока будут существенно отличаться от рассмотренных. Это связано

с тем, что напряжение пробоя падает, а скорость ионизации растет с температурой. С помощью численного моделирования [42] установлено, что такое уменьшение напряжения лавинного пробоя приводит к тому, что по мере увеличения тока и соответствующего увеличения температуры T размер или диаметр нитей тока становится больше, а их число уменьшается. В конечном итоге начиная с некоторого достаточно большого тока $I = I_f > I_c$ все нити тока сливаются в одну, образуя одиночный шнур тока, и на ВАХ $p-n$ -структуры возникает небольшая по абсолютной величине отрицательная дифференциальная проводимость структуры [43].

Однако многие качественные свойства этого шнура принципиально отличаются от тепловых шнуров, образующихся при тепловой неустойчивости в различных распределенных системах [44]. Так, по мере увеличения полного тока рассматриваемый ионизационный шнур в отличие от теплового шнура не сужается, а, наоборот, расширяется, и плотность тока в центре шнура уменьшается [43]. Эти качественные отличия рассматриваемого ионизационного шнура от теплового связаны с тем, что существование ионизационного шнура так же, как и многочисленных нитей, существующих при отсутствии заметного джоулевого разогрева, обусловлены зависимостью v_i от n . В результате случайного локального перегрева какой-либо нити ток в этой нити начинает увеличиваться за счет перекачки тока из близлежащих нитей и, таким образом, их число уменьшается. Джоулев разогрев решетки здесь играет вторичную роль, вызывая перекачку многочисленных нитей тока в одиночную нить — шнур тока. Эти же качественные выводы о влиянии джоулева разогрева решетки на свойства нитей тока подтверждаются экспериментальными (рис. 10, $a-d$) и численными исследованиями кинетики расслоения тока [42].

Рассмотренная система относится к классу активных систем с диффузией, нелинейная теория диссипативных структур в которых развита в [45,46]. В частности, в [46] отмечалась возможность образования сложных устойчивых двумерных статических структур, которые и наблюдаются в изученной системе. Однако рассмотренный в настоящей работе механизм расслоения ЭДП и образования диссипативных структур предложен впервые.

4. Квантовый транспорт в естественной сверхрешетке политипов карбида кремния

По результатам исследования ударной ионизации и лавинного пробоя в восьми политипах SiC были сделаны два главных вывода.

1. В одноосных политипах карбида кремния в направлении оси ЕСР электронный спектр имеет выраженную минизонность. Квазисвободный электронный транспорт в диапазоне средних значений электрических полей от

1000 до 2500 кВ/см практически подавлен процессами ванье-штарковской локализации (ВШЛ).

2. В дырочном спектре никаких особенностей, связанных с влиянием ЕСР, не было обнаружено. Дырочный транспорт в указанном диапазоне полей является квазисвободным.

Но ударная ионизация и лавинный пробой представляют собой конечную фазу процесса ВШЛ. Начало этого процесса происходит при гораздо более низких значениях полей, где, согласно теоретическим предсказаниям, должно наблюдаться множество интересных эффектов.

Результат решения задачи о развитии процесса ВШЛ в кристаллах широко известен как трансформация под действием электрического поля непрерывного зонного спектра в дискретные уровни, локализованные в пространстве, так называемые ванье-штарковские лестницы [3]. При этом расстояние между уровнями (штарковская энергия) определяется как

$$\Delta E = eFd. \quad (21)$$

Здесь e , F , d являются соответственно зарядом электрона, электрическим полем и периодом кристаллической СР.

Практическое обнаружение эффектов ВШЛ возможно только при использовании сверхрешетки (СР), обладающей спектром носителей заряда, состоящим из узких зон, известных как минизоны. Для подобных объектов теоретически предсказан ряд эффектов ВШЛ, связанных с возникновением отрицательной дифференциальной проводимости (ОДП).

Принципиальная возможность получения ОДП, связанной с индуцированной полем локализацией, на искусственной СР была показана в [4]. Пороговое поле ее возникновения определялось как

$$eF_t d > \hbar/\tau \quad (22)$$

— критерий Есаки–Тсу (Е–Т);

$$eF_t d > 2\pi\hbar/\tau \quad (23)$$

— критерий блоховских осцилляций (БО). Здесь \hbar и τ являются соответственно постоянной Планка и временем рассеяния электронов, а d — периодом СР. Критерии (22) и (23) означают, что ОДП, связанная с этими эффектами, возникает тогда, когда частота осцилляций $eF_t d/\hbar$ или $eF_t d/2\pi\hbar$ превышает частоту рассеяния. Обратим внимание на то, что экспериментально наблюдаемую ОДП, характеризующую пороговым полем F_t , трудно приписать к одному из названных эффектов без знания величины времени рассеяния τ в сильных полях. Для его оценки были исследованы по специальной методике скорости дрейфа электронов, которые, являясь важной транспортной характеристикой, в свою очередь связаны с временами рассеяния известными аналитическими выражениями.

В эффекте, рассмотренном выше, штарковская энергия eFd еще настолько мала, что квазинепрерывность первой минизоны сохраняется, т.е. на ее ширине укладывается много штарковских уровней. По мере дальнейшего роста поля размер области, в которой локализован электрон $L \approx E_1/eF$, уменьшается. Здесь E_1 — ширина первой минизоны. Минизона при этом разрушается, и спектр приобретает вид дискретных энергетических уровней. Электронный транспорт в такой системе описан теоретически в [47,48]. Проводимость в этой области электрических полей становится возможной за счет перескоков между дискретными штарковскими уровнями с участием фононов. При этом предсказана ОДП, связанная с резонансами фононных переходов. Поля, соответствующие таким резонансам, определяются как

$$eFd_n = \hbar\omega. \quad (24)$$

Здесь $\hbar\omega$ — энергия соответствующего фонона, n принимает значения 1, 2, 3...

При еще больших электрических полях штарковская энергия достигает такой величины, что на ширине минизоны укладывается только один уровень. Этот случай был рассмотрен теоретически в [49]. Был предсказан эффект ОДП с пороговым полем

$$F = E_1/2ed. \quad (25)$$

Еще одним возможным механизмом проводимости в режиме ВШЛ является межминизонное резонансное туннелирование, рассмотренное в работе [50]. Оно возникает в том случае, когда высота ступени ваньештарковской лестницы eFd равняется энергетическому зазору между первой и второй минизонами E_{12} :

$$eFd = E_{12}. \quad (26)$$

В данной работе для исследования ВШЛ нами предложен объект, существенно отличающийся от использовавшихся ранее, а именно ЕСР, которую содержит большинство политипов карбида кремния. Следующим естественным шагом в развитии этих исследований была попытка прямого наблюдения эффектов ВШЛ в электронном транспорте посредством изучения вольт-амперных характеристик кристаллов, содержащих ЕСР, в сильных полях. Из изложенных выше результатов следует, что успех здесь зависит от возможности получить чистый электронный ток, так как дырочный компонент, не подверженный влиянию ВШЛ, маскирует особенности ВАХ и не позволяет наблюдать искомые эффекты. Попытка решить эту задачу наиболее простым способом, т.е. использованием карбида кремния с проводимостью n -типа, потерпела неудачу. Проблемы были связаны с недопустимо большими плотностями тока при полях $F > 10^5$ В/см, с влиянием контактов, а также с неоднородным распределением поля в образце. В связи с этим была разработана оригинальная экспериментальная структура, удовлетворяющая основным требованиям.

4.1. Методика эксперимента

Триодная структура $n^+-p^-n^+$, разработанная для изучения электронного транспорта в карбиде кремния в сильных полях, обладает рядом существенных отличий от традиционного транзистора, на которых следует остановиться отдельно [30,51].

Основным ее элементом является база, легированная глубокой акцепторной примесью (скандием) с энергией ионизации $E > 0.5$ эВ. Это позволяет достигать при комнатной температуре концентрации дырок $p \approx 10^{10}$ см $^{-3}$, и поэтому реальная формула структуры была $n^+-\pi-n^+$. Характеристические времена деионизации такой примеси в области объемного заряда при $p \approx 10^{10}$ см $^{-3}$ превышают 10^{-2} с. Это означает, что прямо смещенный эмиттерный $n^+-\pi$ -переход может быть открыт только постоянным напряжением или импульсами с длительностью $t > 10^{-2}$ с. Однако после того как потенциальный барьер понижен, инжекция, которая является практически безынерционным процессом, может осуществляться короткими импульсами с длительностью $t < 10^{-6}$ с.

Рассмотрим теперь коллекторный $\pi-n^+$ -переход. При его обратном смещении установление электрического поля в базе определяется процессом ионизации глубокой акцепторной примеси, время которого также достаточно велико. Поэтому, если обратное смещение осуществляется достаточно короткими импульсами, то акцепторные уровни в базе остаются нейтральными, концентрация дырок, как было сказано, не превышает 10^{10} см $^{-3}$, что соответствует экранированию электрического поля на длине более 10^{-1} см. Таким образом, при ширине базы 5–10 мкм экранирование поля будет очень слабым, и поле в базе может считаться практически однородным. Его величина будет определяться как $F = V/w$, где V — величина импульса напряжения на базе, а w — ширина базовой области.

Принцип работы описанной структуры состоит в следующем. Обратное импульсное смещение V_p с периодом $t_p \approx 10^{-7}$ с прикладывается между коллектором и эмиттером. Прямое постоянное смещение V_B прикладывается к переходу эмиттер–база. Связанный с ним ток эмиттер–база практически не влияет на величину инжекции из-за большого (10^7 – 10^8 Ом) сопротивления p -области. Задача этого смещения — понизить высоту контактного барьера. Импульсное напряжение, приложенное между коллектором и эмиттером, обеспечивает однородное электрическое поле, которое, распространяясь через базу, достигает открытого эмиттерного перехода и вызывает контролируемую инжекцию. Ток инжекции растет вместе с V_p , однако он может быть ограничен изменением V_B . Сопротивление базовой области при протекании импульсного тока уменьшается в 10^3 – 10^4 раз благодаря тому, что инжектированные в базу электроны подхватываются полем и пролетают базу, достигая коллектора. Таким образом, в экспериментальной структуре реализован инжекционно-пролетный механизм протекания тока. Описанная электрическая

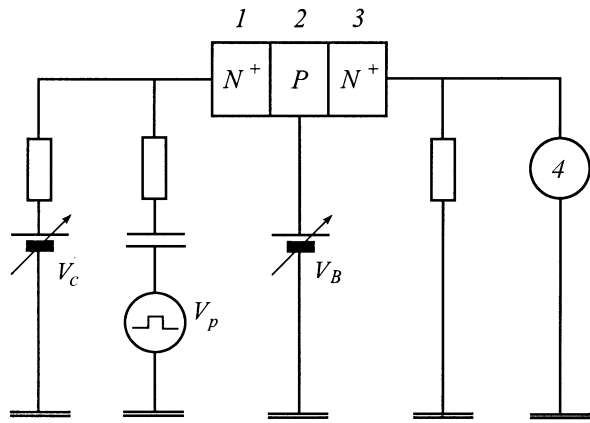


Рис. 11. Схема измерений. 1-3 — структура, 4 — осциллограф.

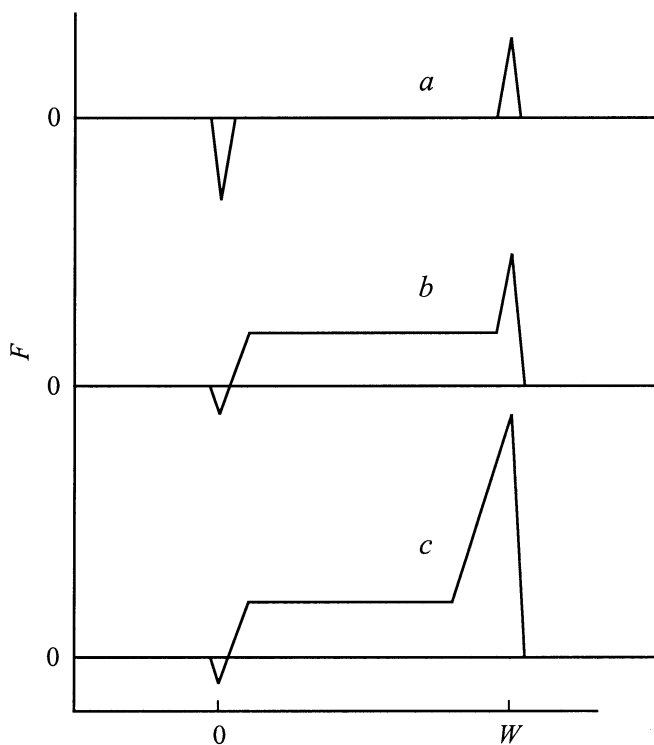


Рис. 12. Распределение поля F в активной области биполярной триодной структуре: a — $V_p = 0$, $V_B = 0$, $V_C = 0$; b — $V_p \neq 0$, $V_B \neq 0$, $V_C = 0$; c — $V_p \neq 0$, $V_B \neq 0$, $V_C \neq 0$.

схема соответствует транзистору, включенному с общим эмиттером (рис. 11). Распределение электрического поля в структуре показано на рис. 12 для начального состояния без внешних смещений и для двух рабочих режимов. Таким образом, в базе, т.е. в рабочем пространстве структуры, протекает чисто электронный ток, управляемый постоянным смещением, не влияющим на величину поля в базе. Поле на всей ширине базы при этом практически однородно.

В данной экспериментальной структуре реализованы все перечисленные выше условия, необходимые для изучения электронного транспорта в сильных полях в условиях ВШЛ:

- 1) измеряемый ток в образце был чисто электронным;
- 2) электрическое поле в образце однородно;
- 3) током в образце можно управлять независимо от поля;
- 4) поле в рабочей области направлено параллельно оси ЕСР в каждом исследуемом политипе, $F \parallel C$;
- 5) механизм токопротекания инжекционно-пролетный.

Подчеркнем, что именно свойства такой структуры обеспечивают низкие плотности токов, не более 100 А/см^2 , при полях, существенно превышающих 100 кВ/см , что наряду с кристаллическим совершенством ЕСР позволило наблюдать ОДП в статическом режиме.

Впервые эта экспериментальная структура описана нами в [30]. Хотя триодная структура представляется более сложной, чем диодная, позднее, в силу тех же обстоятельств и требований, триодная структура была применена в работе американской группы [14].

При создании описанной экспериментальной структуры на подложке n -типа сублимационным сэндвич-методом были выращены пленки пяти политипов: $4H$ -, $6H$ -, $8H$ -, $15R$ - и $21R$ -SiC, легированные скандием. Надо отметить, что проблема управляемого роста того или иного политипа практически не решена и поиск нужного объекта требует отбора из большого числа образцов. Далее на пленке p -типа создавался слой n^+ толщиной 1 – 2 мкм . Толщина базового слоя определялась прямыми измерениями ширины области люминесценции, исходящей из торца готовой трехслойной структуры. Обычно толщина базового слоя была в пределах 5 – 10 мкм . После этого методом фотолитографии изготавливалась экспериментальная структура. Диаметры коллектора, базового электрода и эмиттера составляли соответственно 420 , 400 и 200 мкм .

В процессе измерений фиксировался ток в цепи эмиттера. При изменении импульсного напряжения базовое смещение обычно поддерживалось постоянным. Кроме того, для наблюдения за состоянием экспериментальной структуры контролировались постоянные токи в цепях эмиттера и базы.

4.2. Ванье-штарковская локализация в политипах карбида кремния

В данном случае вариант включения соответствовал приведенному на рис. 12, b . Полученные в результате измерений N -образные ВАХ для политипов $4H$ -, $6H$ - и $8H$ -SiC представлены на рис. 13 [52–58]. Пороговые поля начала падающих участков ВАХ, т.е. возникновения ОДП, составили в разных образцах: $8H$ $F_t \approx 1.1 \cdot 10^5 \text{ В/см}$, $6H$ $F_t \approx 1.5 \cdot 10^5 \text{ В/см}$ и $4H$

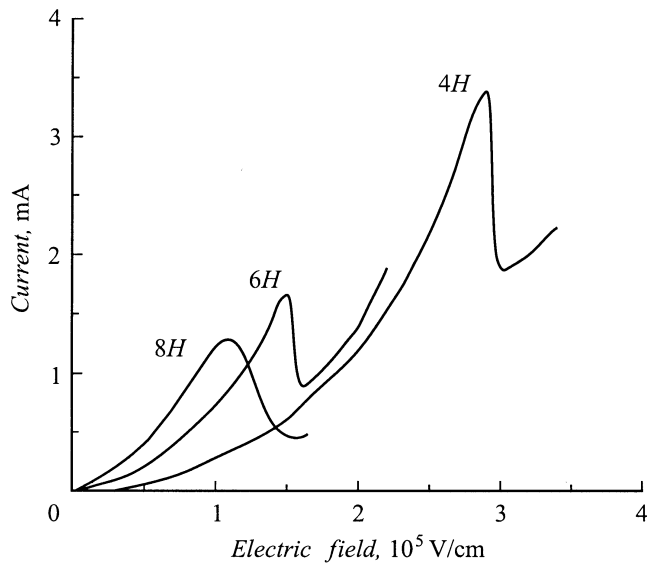


Рис. 13. I – F -характеристика экспериментальных структур. Схема измерений: см. рис. 11 и 12, b .

$F_t \approx 2.9 \cdot 10^5$ В/см. F_t определялось с погрешностью около 10%, связанной в первую очередь с неточностью определения ширины базового слоя. Из рис. 13 видно, что полученные ВАХ качественно близки, однако пороговые поля существенно различаются. Заметим, что на рис. 13 представлены структуры, на которых N -образная ВАХ проявилась наиболее отчетливо. В ряде образцов падение тока не превышало 20%. Кроме того, во многих случаях наблюдению эффекта препятствовали неконтролируемые утечки тока и микроплазменный пробой. ВАХ 30% образцов даже при отсутствии подобных утечек сохраняла монотонность вплоть до полей пробоя [55].

Для численных оценок по выражениям (22) и (23) требуется значение времени рассеяния τ при полях, близких к пороговым. Для таких оценок нами были использованы результаты измерений насыщенной скорости дрейфа электронов v_s для $F \parallel C$, о чем будет сказано подробнее в разд. 4.5. Электрические поля F_s , при которых происходило насыщение дрейфовой скорости, составили 135, 140 и 155 кВ/см, а сами v_s $1.0 \cdot 10^6$, $2.0 \cdot 10^6$ и $3.3 \cdot 10^6$ см/с для 8H, 6H и 4H соответственно. Согласно [4], дрейфовая скорость при минизонном транспорте выражается как

$$v_d = \frac{A \cdot F}{B(1 + (F/B)^2)}, \quad (27)$$

где $A = dE_1/(2\hbar)$, $B = \hbar/ed\tau$, d — постоянная ЕСР, E_1 — ширина первой минизоны, τ — время рассеяния. Ширина первой минизоны экспериментально определена для 6H-SiC $E_1 = 256$ мэВ [59], постоянная ЕСР которого $d = 7.5$ Å. Полученное из (27) значение времени рассеяния $\tau = 5 \cdot 10^{-13}$ с согласуется с той же величиной, полученной из критерия для порогового поля блоховских осцилляций (23), а не с (22). Поэтому

наблюдаемые эффекты ОДП в трех политипах скорее обнаруживают корреляцию с механизмом блоховских осцилляций.

По-видимому, наблюдаемую ОДП можно объяснить и другими причинами. Известно, что N -образная ВАХ возникает также и при рекомбинационной неустойчивости, когда носители тока захватываются на отталкивающие центры [60]. Однако времена пролета электронов через базовый слой $t < 10^{-10}$ с существенно меньше времени рекомбинации, что уменьшает вероятность этого процесса. Кроме того, в случае рекомбинационной неустойчивости пороговые поля для политипов 4H, 6H и 8H были бы практически одинаковыми.

Таким образом, представляется обоснованной интерпретация наблюдавшихся эффектов в рамках теории ВШЛ. Параметры эффектов соответствовали критериям ВШЛ, а различие пороговых полей для трех политипов соответствовало различию в параметрах ЕСР этих политипов. Возрастающая ветвь ВАХ справа от пороговой точки может быть объяснена ростом инжекции при увеличении поля, а также поперечным разогревом электронов. Кроме того, не все электроны, участвующие в протекании тока подвержены ванье-штарковскому квантованию. В силу геометрии экспериментальной структуры протекание тока в ней возможно и в направлениях, отличных от оси ЕСР. В силу отмеченной выше последовательности развития процесса ВШЛ наблюдавшаяся для этих политипов ОДП в режиме БО может рассматриваться как начальная фаза процесса ВШЛ.

4.3. Исследование ВШЛ в сверхсильном электрическом поле

До сих пор речь шла об эффектах ВШЛ в сильном поле, при котором, однако, расстояния между уровнями штарковской лестницы малы настолько, что минизону можно считать квазинепрерывной, т.е. $E_1 \gg eFd$. При дальнейшем росте электрического поля непрерывность электронного спектра нарушается, а область, в которой локализуется электрон, уменьшается. Поля, при которых ее размер существенно меньше длины свободного пробега l ,

$$F \gg E_1/el, \quad (28)$$

мы будем называть сверхсильными.

Чтобы исследовать дальнейшее развитие процесса ВШЛ при таких полях, экспериментальная методика была несколько модифицирована [61,62] и схема измерений соответствовала случаю (с) на рис. 12. Это было связано с тем, что методика, описанная выше, не позволяет достичь полей выше $5 \cdot 10^5$ В/см из-за возникновения локального пробоя. Основное изменение условий эксперимента состояло в том, что на коллекторный переход, помимо импульсного, подавалось постоянное напряжение, смещающее его в обратном направлении. Это приводило к тому, что кроме импульсного напряжения, однородного по всей базовой области, в области

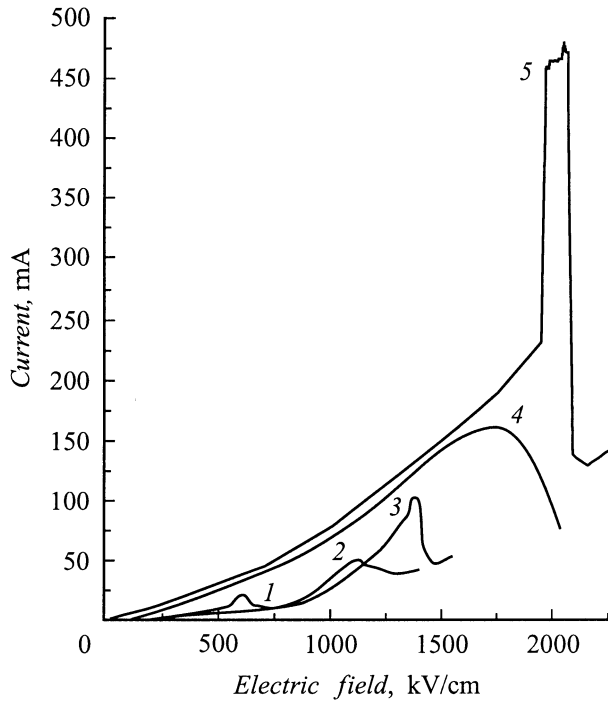


Рис. 14. I - F -характеристика экспериментальных структур политипа 6H-SiC. Схема измерений: см. рис. 11 и 12, с.

объемного заряда коллекторного перехода было сосредоточено значительно более сильное постоянное поле (рис. 12, с). Поскольку данный переход образован сильно легированной n^+ -областью с $N_d - N_a = (3-5) \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$ и p -областью с $N_a - N_d < 2 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$, он может считаться резким и асимметричным, а электрическое поле в нем изменяется с координатой линейно. Максимальное поле на границе между p - и n^+ -областями при этом составит [39]

$$F_m = 2V(eN)^{1/2}/(2\varepsilon V)^{1/2}, \quad (29)$$

где ε — диэлектрическая проницаемость, а $N = N_a - N_d$. Среднее поле, которое будет в основном использоваться в дальнейшем, равно половине максимального. В этой схеме импульсное поле обеспечивало поставку электронов из эмиттера в область сильного поля коллектора.

I - F -характеристики политипа 6H, показанные на рис. 14, содержат пять особенностей, отмеченные цифрами 1, 2, 3, 4, 5. Область 1 характеризуется пороговым полем 600 кВ/см. Представляется маловероятным, что этот эффект обусловлен БО электронов, т.е. начальным этапом процесса ВШЛ. Как было показано выше, для БО пороговое поле составляет около 150 кВ/см. В данной схеме опыта реализовать столь малые поля не удастся, так как даже при отсутствии внешнего поля контактный барьер p - n -перехода составляет 2.7 В, что соответствует среднему полю в области объемного заряда, превышающему 150 кВ/см. Для дальнейшего уменьшения поля необходимо инвертировать внешнее напряжение на

коллекторном переходе, но при этом трехэлектродная структура становится неработоспособной.

Для политипа 6H пороговое поле 600 кВ/см соответствует штарковской энергии 45 мэВ, что свидетельствует о возможности сильной локализации, приводящей к нарушению условия квазинепрерывности электронного спектра в первой минизоне. При этом проводимость может осуществляться путем перескоков электронов между квазидискретными уровнями с участием фононов. Теоретическое рассмотрение этого механизма проводимости выполнено в работах [47-49]. Физические модели, положенные в основу расчета, в них были различными и соответственно различными оказались и предсказанные результаты. Общим для этих работ является вывод о том, что ВАХ должна иметь вид резонансов с пороговыми полями возникновения ОДП, определяемыми соотношениями (24) и (25). В [47,48] константой являлось значение энергии фонона, а в [49] — ширина первой минизоны E_1 . Индексы $n = 1, 2, 3, \dots$ соответствуют числу слоев сверхрешетки, через которые прыгает электрон.

На ВАХ политипа 6H особенности 1, 2 и 3 характеризуются штарковскими энергиями 45, 80 и 103 мэВ соответственно, которые близки к энергиям поперечного (46 мэВ) и продольного (77 мэВ) акустических фононов, а также продольного оптического фонона (103–112 мэВ) в минимуме зоны проводимости [34]. Таким образом, ОДП, наблюдаемая в областях 1, 2 и 3, может быть интерпретирована как ЭФР между соседними уровнями штарковской лестницы с участием фононов. При этом пороговые поля возникновения ОДП удовлетворяют (24) при $n = 1$, т.е. переходам между соседними узлами СР. Переходы между узлами с $n > 1$ не наблюдаются, поскольку они реализуются при существенно более низких полях, которые в данном опыте, как уже отмечалось, технически недостижимы. Кроме того, низкие поля могут привести к нарушению условия сильной локализации (28), что делает наблюдение эффекта невозможным. Также следует отметить, что переходы с $n > 1$ являются более тонкими эффектами и их наблюдение может быть затруднено из-за разного рода утечек в объеме и на поверхности, поскольку при исследованиях в сильных полях остро стоит проблема качества кристаллов. Таким образом, принципиальная возможность наблюдения мультипликативной серии с $n > 1$ в данном случае представляется сомнительной.

Штарковская энергия, соответствующая пороговому полю в области 4, составляет 125–130 мэВ, что заметно выше известных энергий фононов в точке минимума зоны проводимости. Поэтому есть основания интерпретировать данные результаты как ЭПМ [49], при котором ширина первой минизоны E_1 должна быть кратна штарковской энергии. Согласно результатам [49], штарковская энергия при пороговом поле составляет $1/2 E_1$. Отсюда легко получить значение $E_1 = 250-260$ мэВ. Таким образом, впервые выполнена прямая оценка ширины E_1 , величина которой не противоречит интерпретации, приведенной выше (разд. 4.2) для режима БО.

Область 5 отличается от четырех предыдущих тем, что участку ОДП предшествует резкое увеличение тока. Само по себе резкое нарастание тока в области сильных полей — обычный факт, который сопровождает пробойные явления. Особенность рассматриваемого случая состоит в том, что за ростом тока следует его падение. В процессе наблюдений регистрировался как импульсный ток, связанный с потоком электронов из эмиттера, так и постоянный, обусловленный локальным пробоем и неконтролируемыми утечками в области коллекторного перехода. При этом падение наблюдалось только на ВАХ импульсного тока. Кроме того, излучение, сопровождающее резкий рост импульсного тока, гасло при пороговом поле возникновения ОДП.

Наблюдаемые экспериментальные факты можно объяснить следующим образом. Участок резкого нарастания электронного тока связан с ММРТ электронов из состояний дискретного спектра первой минизоны во вторую минизону, сохраняющую квазинепрерывность. Последующее падение тока может быть связано с БО электронов во второй минизоне. Исходя из простейшего закона увеличения ширины минизоны с ростом ее номера можно считать, что вторая минизона примерно в 4 раза шире первой и при имеющихся полях квазинепрерывность электронного спектра в ней еще не нарушается, и поэтому в этих условиях возможен механизм БО для электронов. Известно, что межминизонное резонансное туннелирование становится возможным при выполнении (26). Представляется корректным характеризовать процесс резонансного туннелирования не средним, а максимальным полем в области объемного заряда (29). Следовательно, штарковская энергия, соответствующая межминизонному туннелированию, составляет около 303 мэВ, что равняется сумме $E_1/2 + E_{12}$, откуда $E_{12} \approx 175$ мэВ. При этом сумма значений $E_1 + E_{12} + E_2 \approx 1.46$ эВ, что находится в хорошем соответствии со спектральным положением межминизонной полосы поглощения, обусловленной переходами между первой и второй минизонами [24].

Использованная методика эксперимента полностью удовлетворяет требованиям исследования электронного компонента ударной ионизации. Как следует из вышеизложенного и рис. 14, во всей области полей, вплоть до $0.9F_b$, доминируют процессы электронной ВШЛ, исключая возможность электронной УИ. Делокализация электрона происходит после его перехода во вторую минизону. Следовательно, возникновение электронного компонента ударной ионизации возможно при полях $F > 0.9F_b$, что согласуется с данными разд. 2.3.

Аналогичные измерения были выполнены для политипа 4H. Полученные в результате ВАХ представлены на рис. 15. В данном случае были обнаружены только две особенности, содержащие ОДП при пороговых полях $(1.6-1.7) \cdot 10^6$ В/см и $(1.9-2) \cdot 10^6$ В/см, что соответствует штарковским энергиям 80–85 и 96–100 мэВ. Эти значения близки к энергии продольных акустического

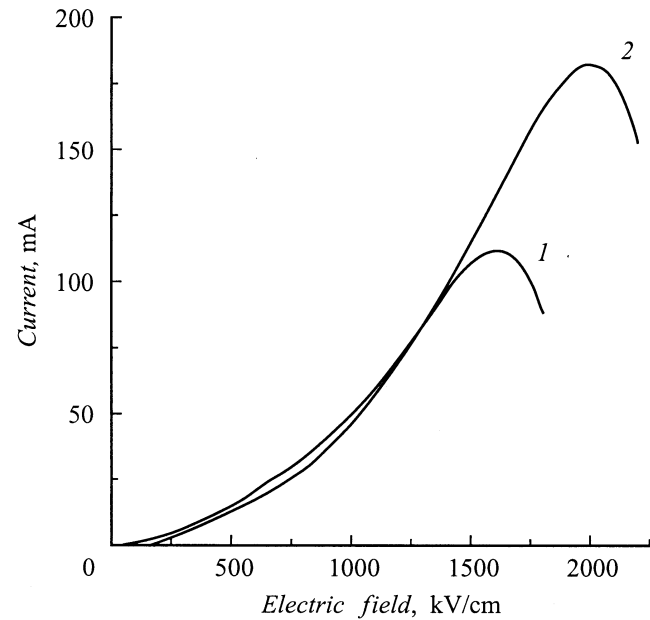


Рис. 15. I – F -характеристика экспериментальных структур политипа 4H-SiC. Схема измерений: см. рис. 11 и 12, с.

(ЛА) и оптического (ЛО) фононов [33]. Других особенностей, связанных с резонансным взаимодействием фононов с состояниями ванье-штарковской лестницы в 4H, не обнаружено. Это можно объяснить тем, что условие сильной локализации в политипе 4H, имеющем значительно более широкую, чем в 6H (примерно пропорционально $1/d^2$, т.е. более чем в 2 раза) первую минизону, выполняется при более сильных полях. В частности, указанное условие не может выполняться при штарковской энергии, соответствующей энергии поперечного акустического фонона.

Отсутствие особенности, связанной с полной локализацией первой минизоны и межминизонным туннелированием, можно объяснить тем, что в силу большей ширины первой минизоны в 4H условия (25) и (26) выполняются только при очень сильном электрическом поле, превышающем ограничение, связанное с лавинным пробоем.

4.4. Насыщенные скорости вертикального дрейфа электронов в политипах карбида кремния

Насыщенная дрейфовая скорость является важнейшей характеристикой полупроводникового кристалла. Она определяет частотные пределы полупроводниковых приборов и, следовательно, область их наиболее эффективного использования. Все это в полной мере относится и к кристаллам на основе карбида кремния. В настоящее время насыщенные дрейфовые скорости экспериментально определены для двух политипов SiC 4H и 6H в направлении, перпендикулярном оси ЕСР [34,63].

Согласно приведенным данным, значения скоростей совпадают в обоих политипах, что не удивительно, учитывая кристаллографическую идентичность этого направления во всех политипах. Однако кристаллографическое направление вдоль оси ЕСР в политипах достаточно сильно различается. Наличие минизонной структуры в электронном спектре политипов должно сказываться на значениях насыщенных скоростей, другими словами, должна наблюдаться корреляция между параметрами минизонного спектра и значением скорости. Такая зависимость между шириной первой минизоны и дрейфовой скоростью получена аналитически [4] и наблюдалась в различных объектах с искусственной СР.

До сих пор такие данные для SiC в литературе отсутствовали. По-видимому, экспериментальные трудности, связанные с созданием микроструктур для токопротекания в направлении оси ЕСР, не позволили решить такую задачу. Однако многие приборы, включая мощные высокочастотные транзисторы, разрабатываются именно для такой геометрии, поэтому решение этой проблемы приобретает еще и практическое значение.

4.4.1. Экспериментальный метод. Наш метод основывается на следующей идее. Если в экспериментальной структуре реализуется режим токов, ограниченных пространственным зарядом, и режим дрейфового тока, то это позволяет получить насыщенную дрейфовую скорость из анализа вольт-амперной характеристики (ВАХ). Такой режим для одномерной задачи описывается следующими уравнениями:

$$d^2V/dX^2 = \rho/\epsilon_S, \quad (30)$$

$$J = \rho v, \quad (31)$$

где V , X , J , ρ , ϵ_S , v — напряжение на структуре, координата вдоль направления тока, плотность тока, плотность объемного заряда, диэлектрическая константа полупроводника и дрейфовая скорость соответственно. Отсюда с помощью стандартных преобразований получаем следующее выражение для ВАХ такой структуры:

$$J = 2\epsilon_S v V/w^2. \quad (32)$$

Можно показать, что полученная ВАХ состоит из двух областей: первая область, где дрейфовая скорость зависит от поля, и вторая область, где дрейфовая скорость насыщается и не зависит от поля. Если принять, что в первой области скорость изменяется как

$$v = \mu V/w, \quad (33)$$

тогда ВАХ этой области будет описываться следующим выражением:

$$J = 2\epsilon_S \mu V^2/w^3. \quad (34)$$

Здесь μ , w являются подвижностью носителей заряда и шириной активной области структуры соответственно. Следует отметить, что подвижность в (34) может сама быть функцией поля, и тогда реальная ВАХ будет иметь зависимость, отличную от выражения (34).

ВАХ второй области, где $v = \text{const}$, будет описываться следующим выражением:

$$J = 2\epsilon_S v_S V/w^2, \quad (35)$$

где v_S — насыщенная скорость. Таким образом, когда дрейфовая скорость насыщается, мы должны наблюдать линейную область ВАХ.

4.4.2. Экспериментальная структура. Для данных исследований была использована структура n^+p-n^+ , аналогичная использованной для измерений ВШЛ, описанная в разд. 4.1. Благодаря низкой концентрации свободных дырок в базе, практически при любом токе через базу концентрация инжектированных в базу электронов превысит концентрацию дырок, что обеспечит в базе режим токов, ограниченных объемным зарядом. Движение электронов и ток в базе будут дрейфовыми. Это в итоге создаст условия, при которых справедливы уравнения (31) и (32).

Данная методика [64] существенно отличается от традиционно используемой методики насыщения токов, в которой измерения происходят в режиме очень большой плотности тока. Последнее вызывает необходимость принятия специальных мер для теплоотвода и высокого качества контактов. В предложенной методике указанных трудностей удастся избежать, поскольку плотности токов не превышают 10^2 A/cm^2 . Отличие состоит и в том, что электроны находятся не в n -, а в p -материале, хотя в данном случае концентрация примеси (порядка 10^{17} см^{-3}) примерно такая же, что и в n -материале, использованном в [34,63]. Последнее обстоятельство не столь важно, поскольку насыщенная скорость, являясь фундаментальной величиной, определяется не примесным рассеянием, а рассеянием на оптических фонах. Режим работы структуры был аналогичен использованному в разд. 4.2, а для измерений в таких политипах как $8H$, $21R$ и $15R$, где критическое поле БО было меньше поля насыщения дрейфовой скорости, отбирались структуры, в которых не наблюдалось ОДП, о чем упоминалось в разд. 4.2. В случае $4H$ - и $6H$ -SiC, в которых пороговое поле БО больше поля насыщенная дрейфовой скорости, использовались оба типа структур, но заметных различий в ВАХ при этом не наблюдалось.

4.4.3. Экспериментальные результаты и их обсуждение. Результаты, изложенные далее, представлены в работах [65,66]. На рис. 16 показаны ВАХ структур на основе нескольких политипов SiC. Три ВАХ для $4H$, $6H$ и $8H$ очень похожи между собой и состоят из нелинейной начальной области и последующего линейного участка. ВАХ для $21R$ -SiC не имеет нелинейной начальной области. Согласно вышеприведенному выражению (35), нелинейная область должна соответствовать квадратичному закону изменения тока от напряжения $J \propto V^2$. Однако на реальной ВАХ ток изменяется по степенному закону с показателем

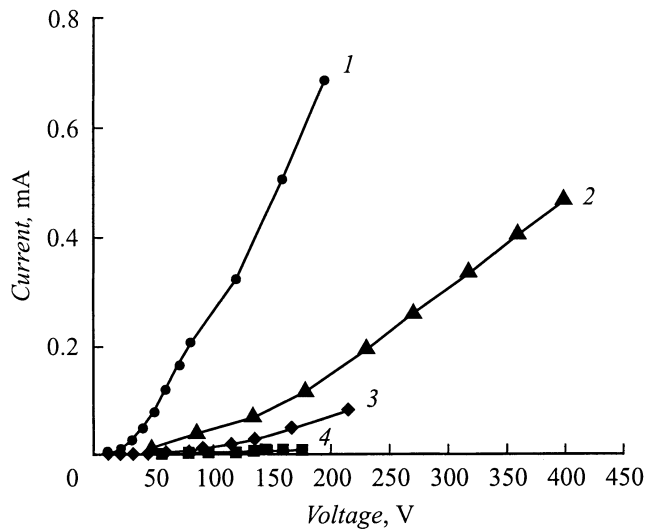


Рис. 16. I – F -характеристика экспериментальных структур политипов SiC: 6H — 1, 4H — 2, 8H — 3, 21R — 4. Схема измерений: см. рис. 11 и 12, b.

примерно 1.6, т.е. $J \propto V^{1.6}$. Выше было высказано предположение о том, что квадратичный закон может не соблюдаться в случае, если подвижность носителей заряда зависит от поля. По-видимому, в нашем случае эта зависимость от поля выражается законом $\mu \propto V^{-0.4}$, что в результате и приводит к отклонению начального участка ВАХ от квадратичной зависимости. Отсутствие нелинейного начального участка на ВАХ 21R-SiC обусловлено не физическими причинами. Очень высокое внутреннее сопротивление данных структур, вследствие низких подвижностей электронов, не позволяло регистрировать нелинейный начальный участок ВАХ из-за низких значений токов. Поэтому полученная ВАХ представлена только линейным участком, снятым при достаточно больших полях, обеспечивающих минимальный для регистрации уровень токов. Анализ ВАХ позволил определить насыщенную скорость дрейфа электронов в ЕСР 21R-SiC. Ее величина оказалась чрезвычайно низкой и составила $4 \cdot 10^3$ см/с, что является свидетельством высокой степени локализации вследствие очень узкой минизоны. Из рассматриваемых политипов 21R-SiC имеет наиболее сложную и длиннопериодную сверхрешетку. Последнее и обуславливает узкие минизоны.

В ряду политипов 4H, 6H и 8H величина периода СР возрастает пропорционально номеру политипа от 5 до 10 Å. Оценка ширины первой минизоны E_1 в 6H-SiC была нами сделана на основе экспериментальных данных исследования ВШЛ (разд. 4.3). Исходя из соотношения $E_1 \approx k_d^2 = \pi^2/d^2$ можно оценить ширину первой минизоны политипов 4H и 8H с аналогичной СР. Согласно вышеуказанным значениям периода СР, E_1 для 4H будет в 2.25 раза больше, а в 8H примерно в 1.9 раза меньше, чем в 6H. Полученные значения насыщенных дрейфовых скоростей электронов составляют: для 8H — 10^6 , для

6H — $2 \cdot 10^6$ и для 4H — $3.3 \cdot 10^6$ см/с, что качественно подтверждает зависимость $v_s \propto 1/d$ [4]. Количественное совпадение вряд ли возможно по двум причинам.

1. Упрощенность теоретических представлений, основанных на квадратичном законе дисперсии.

2. Экспериментальные погрешности, среди которых прежде всего следует отметить неточность в определении ширины базы W , достигающую $\pm(10-20)\%$, что приводит к величине погрешности в определении скорости $\pm(20-40)\%$. Пороговые поля, при которых происходит насыщение дрейфовых скоростей, для ряда политипов 4H, 6H и 8H составили $1.55 \cdot 10^5$, $1.4 \cdot 10^5$ и $1.35 \cdot 10^5$ В/см. Небольшое различие этих значений может являться результатом отличий объективных характеристик политипов, а также погрешности, о которой говорилось выше. Согласно [4], дрейфовая скорость в режиме минизонного транспорта

$$v_d = \frac{A \cdot F}{B \cdot (1 + (F/B)^2)}, \quad (36)$$

где $A = dE_1/(2\hbar)$, $B = \hbar/ed\tau$. Для 6H-SiC $E_1 = 256$ мэВ (табл. 2). Полученное из (36) время рассеяния $\tau = 5 \cdot 10^{-13}$ согласуется с данными разд. 4.2.

Из-за технической невозможности регистрировать область перехода от нелинейного участка к линейному на ВАХ 21R о пороговом поле можно сказать, что оно не больше чем $1.6 \cdot 10^5$ В/см. Среди рассмотренных политипов 21R-SiC характеризуется чрезвычайно низким значением насыщенной скорости дрейфа электронов, почти на 3 порядка уступающим значениям для остальных политипов. Это невозможно объяснить в рамках одного и того же механизма электронного транспорта. Если, согласно вышесказанному, скорости 4H, 6H, 8H неплохо объясняются минизонным транспортом, то величина скорости в 21R-SiC на 2 порядка меньше значения, обусловленного минизонным транспортом. Согласно концепции ВШЛ (разд. 4.3), вследствие очень узкой минизоны электронный спектр 21R-SiC становится дискретным уже при достаточно низких полях $(1-2) \cdot 10^5$ В/см. Заметим, что для 6H эти поля составляют минимум $6 \cdot 10^5$ В/см, для 8H — около $4 \cdot 10^5$ В/см, а для 4H — около 10^6 В/см. По этой причине минизонный транспорт при таких полях в 21R невозможен и, по всей вероятности, в 21R реализуется перескоковый механизм электронного транспорта, чем и объясняется столь резкое падение дрейфовой скорости в этом политипе.

Суммируя полученные данные, можно сказать, что для политипов 4H, 6H, 8H наблюдается зависимость дрейфовой скорости от параметров ЕСР, которая находится в качественном и количественном соответствии с простой теорией Есаки и Тсу [4]. Этот результат является также независимым подтверждением минизонного транспорта при полях порядка $(1-2) \cdot 10^5$ В/см в этих политипах, что совпадает с представлениями, изложенными в разд. 4.2 и 4.3.

Таблица 2.

Политип SiC	F_t для БО электронов, 10^5 В/см	F_t для ЭФР, 10^6 В/см	F_t для ЭПЛ первой электронной минизоны, 10^6 В/см	F_t для ММРТ электронов между 1-й и 2-й минизонами, 10^6 В/см	E_1 , мэВ	$E_{1,2}$, мэВ	V_s электронов в первой минизоне, $F \parallel C$, см/с
4H	2.9	1.6; 2.0			≈ 500		$3.3 \cdot 10^6$
6H	1.5	0.6; 1.1; 1.37	1.8	1.9	260	176	$2.0 \cdot 10^6$
8H	1.1				≈ 140		$1.0 \cdot 10^6$
15R							$1.2 \cdot 10^6$
21R							$4.4 \cdot 10^3$

Аномально низкое значение дрейфовой скорости в 21R-SiC свидетельствует, что механизм дрейфа меняется при существенном изменении параметров минизонного спектра. В частности, сужение минизоны приводит к выполнению условий сильной локализации в более слабых полях, последующему подавлению минизонного транспорта и вероятному переходу к механизмам туннельных перескоков между отдельными ячейками в ЕСР. На рис. 14 не показана характеристика для политипа 15R-SiC, которая исследовалась в ограниченном интервале напряжений в силу высокого уровня утечек. Тем не менее значения насыщенной дрейфовой скорости были получены и для политипа 15R-SiC. Основные значения параметров, характеризующих квантовый транспорт в ЕСР политипов карбида кремния в режиме ВШЛ, представлены в табл. 2.

4.5. Исследования блоховских осцилляций в 6H-SiC диодных $n^+-n^-n^+$ -структурах

Вышеупомянутая специальная структура, сформированная как биполярный транзистор, со специфически устроенной базой, к сожалению, по своим временным свойствам не пригодна для использования в СВЧ диапазоне. Для этих задач были разработаны униполярные структуры диодного типа $n^+-n^-n^+$, что стало возможным после недавних достижений по росту эпитаксиальных слоев с низким содержанием донорной примеси. База таких структур n^- имела электронную проводимость с концентрацией $10^{15} < N_d - N_a < 10^{17}$ см $^{-3}$, а из двух n^+ -областей одна являлась исходной подложкой с $N_d - N_a \approx (2-3) \cdot 10^{18}$ см $^{-3}$, а другая представляла собой сильно легированный эпитаксиальный или имплантированный слой с $N_d - N_a \approx 10^{20}$ см $^{-3}$. Структура формировалась в виде мезы с поперечным размером 25–40 мкм, при толщине базы 3–5 мкм. ВАХ такой структуры показана на рис. 17. Поведение структуры до некоторого напряжения не имеет особенностей и обнаруживает ход, близкий к линейному. Интерес вызывает резкий рост тока при определенном значении напряжения на структуре, который сопровождается излучением света. Спектр этого излучения совпадал со спектром излучения при пробое $p-n$ -переходов. Однако величина однородного

поля в этом случае не превышала 150 кВ/см, что более чем на порядок меньше самых меньших среди известных значений пробойного поля в 6H-SiC. Вероятно, такой дефект поля может быть преодолен за счет доменизации поля в области базы. Образование домена поля, как известно, возможно при возникновении в кристалле ОДП. Согласно вышесказанному, при таких полях 150 кВ/см в 6H-SiC обнаруживалась ОДП, вызванная режимом блоховских осцилляций (рис. 13).

Если это домен, то какой: статический или подвижный? ВАХ на рис. 17 говорит в пользу последнего. Действительно, в данном конкретном случае локализованный домен имел бы ширину $d = U/F_b$. При $U = 50$ В и $F_b = 2000$ кВ/см $d \leq 0.25$ мкм. В случае статического домена ВАХ обнаруживала бы пологий участок с дифференциальным сопротивлением $R = L^2/\epsilon v S$, которое при $L = 3-5$ мкм, $\epsilon = 10^{-12}$ Ф/см, $v = 2 \cdot 10^6$ см/с, $L = 4$ мкм, $S = 1.3 \cdot 10^{-5}$ см 2 будет $3 \cdot 10^3$ Ом (рис. 17, прерывистая линия), в то время как дифференциальное сопротивление на участке пробоя составляет 10–20 Ом. В случае подвижного домена скорость генерации электронно-дырочных пар на участке пробоя (в предположении од-

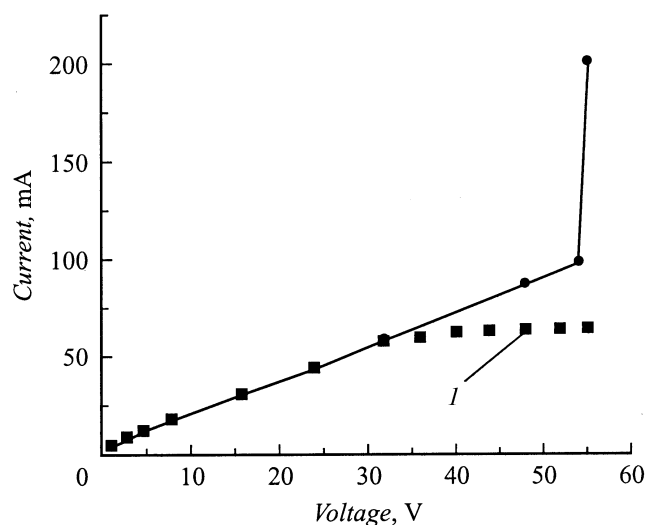


Рис. 17. I - V -характеристика $n^+-n^-n^+$ -диодной структуры политипа 6H-SiC. I — статический домен.

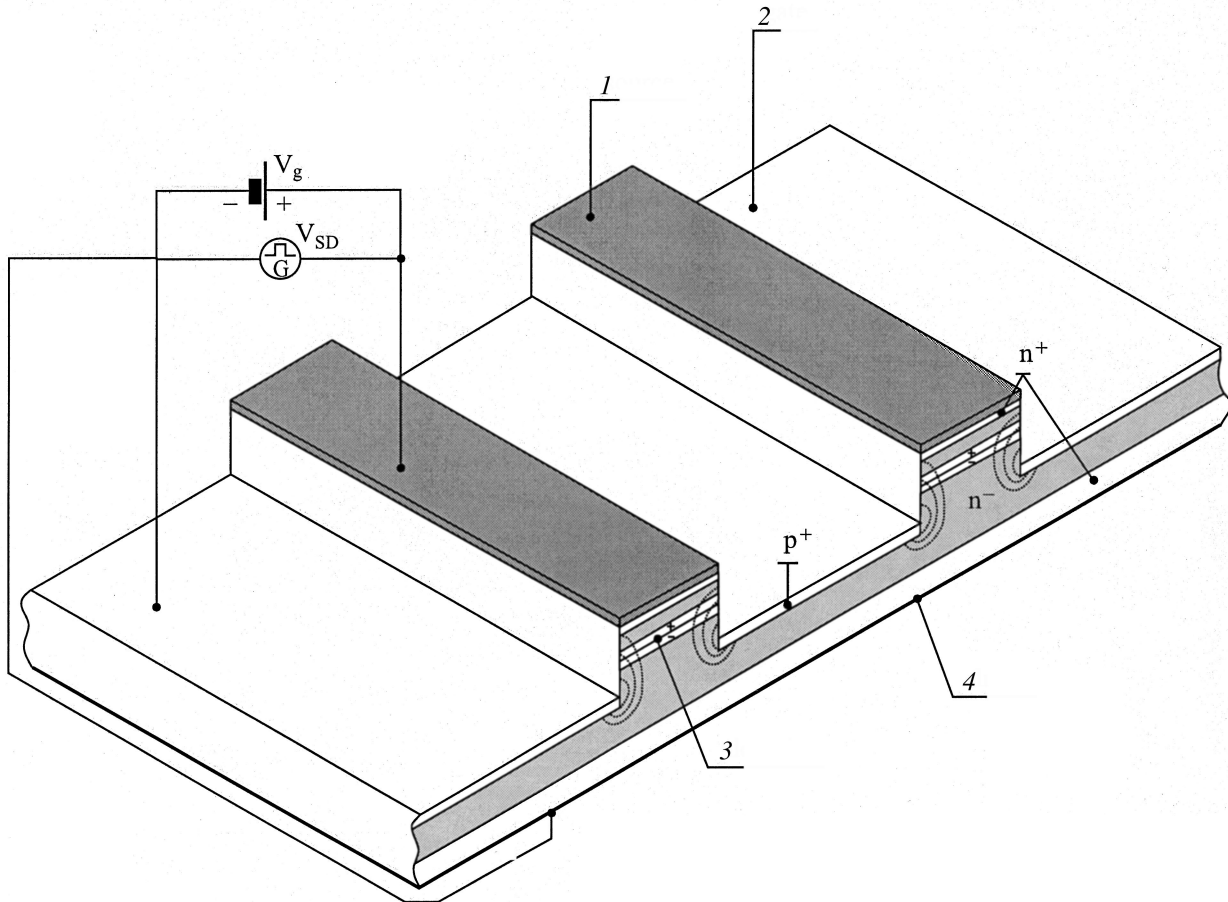


Рис. 18. Структура СИТ на основе политипа $6H$ -SiC. 1 — исток, 2 — затвор, 3 — домен, 4 — сток.

нородности генерации и пренебрежении из-за быстрого пролета рекомбинацией) будет $G = I/SeL$, что при $I = 100 \text{ мА}$ дает $G = 1.2 \cdot 10^{26} \text{ см}^{-3}/\text{с}$. Скорости генерации оценим с помощью выражения (12в) из работы [67] для подвижных ганновских доменов. Используя для $\alpha_\infty = 1 \cdot 10^6 \text{ см}^{-1}$ [23,28], $n_r = 10^{16} \text{ см}^{-3}$, получим $G = 2 \cdot 10^{26} \text{ см}^{-3}/\text{с}$, что следует считать хорошим совпадением, подтверждающим предположение о подвижном домене.

4.6. Исследования блоховских осцилляций в $6H$ -SiC триодных $n^+-n^- - n^+$ -структурах

Для получения еще более убедительных доказательств высказанного предположения о доменизации электрического поля был проведен дополнительный эксперимент. Для этого на основе $n^+-n^- - n^+$ -структуры по специальной технологии была впервые реализована в несколько упрощенном варианте, а именно с укороченной периферией длиной в 200 мкм, униполярная триодная структура на основе карбида кремния в виде транзистора со статической индукцией (СИТ) с p - n -переходом в качестве затвора. Схематически данный СИТ показан на рис. 18. Токпроводящий канал с геометрическими

размерами $40 \times 2 \times 3 \text{ мкм}^3$, который по своей структуре аналогичен вышерассмотренной структуре диодного типа $n^+-n^- - n^+$, в отличие от последнего с двух сторон охвачен полями p - n -переходов, направление которых имеет составляющую, поперечную направлению тока в канале от стока к истоку. Опыты показали, что ВАХ таких каналов (рис. 19, а) при напряжении на затворе $V_g = 0$ подобна ВАХ диодной структуры (рис. 17). Экспериментально было установлено, что реакции ВАХ при $V_g \neq 0$ на линейном и пробойном участках радикально отличаются. На линейном участке наблюдается обычная реакция, характерная для СИТ: ток падает с увеличением поля на затворах с крутизной $S = 2\text{--}4 \text{ мА/В}$, что соответствует параметрам канала. При реализации геометрии СИТ с параметрами, аналогичными кремниевым СИТ, указанные значения крутизны увеличатся примерно в 30–50 раз. Но на участке пробоя при определенном поле на затворах ток падал с крутизной $S = 40\text{--}60 \text{ мА/В}$ (рис. 19, а и б). Такой большой по амплитуде и резкий эффект падения тока можно объяснить разрушением домена электрическим полем, направленным поперек поля домена. Естественно, вслед за разрушением домена происходит подавление пробоя и резкое падение тока. Этот экспериментальный

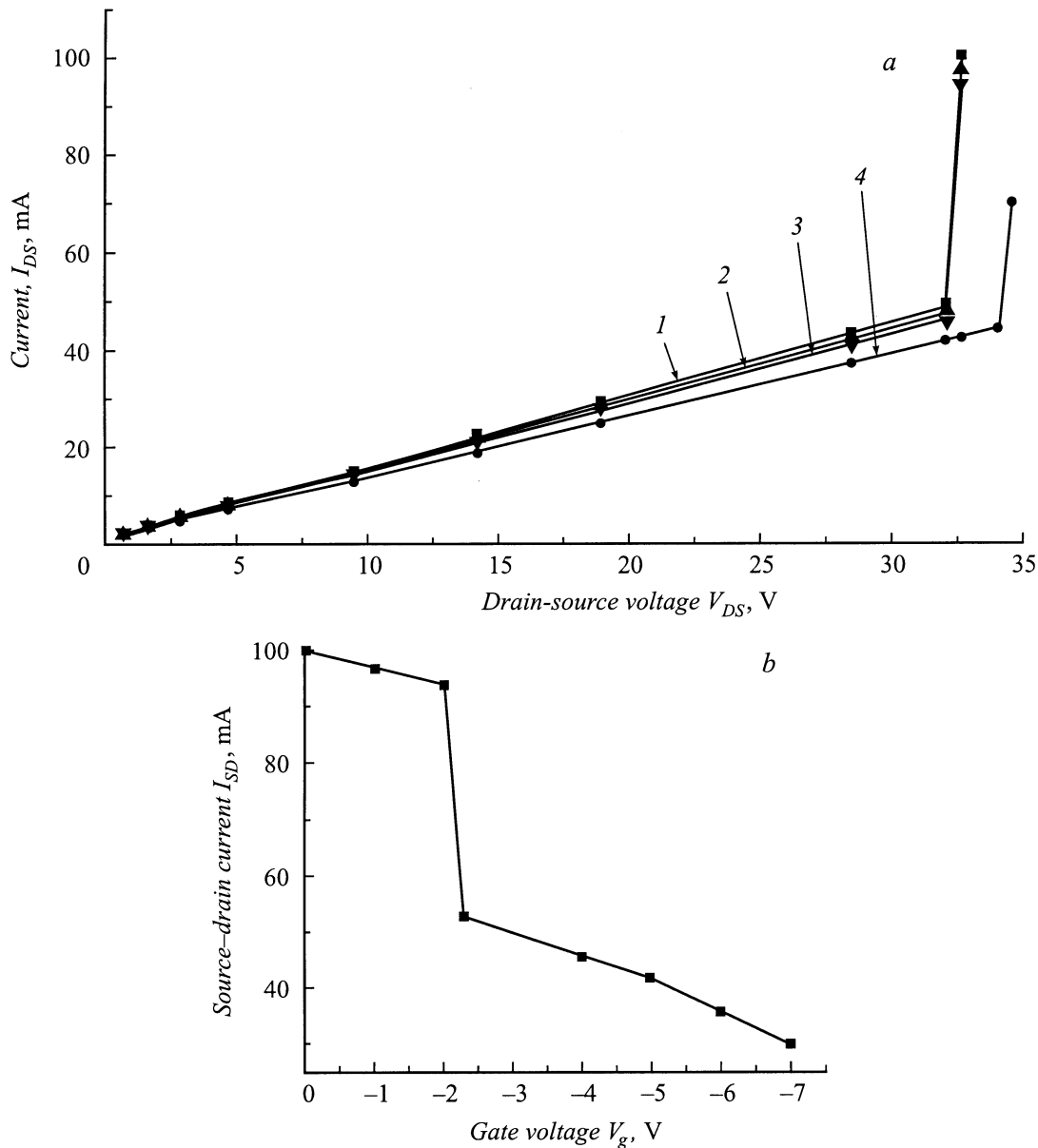


Рис. 19. $I_{SD}-U_{SD}$ -характеристики СИТ структуры политипа 6H-SiC при различных U_g (a); $I_{SD}-U_g$ -характеристика СИТ структуры политипа 6H-SiC (b).

факт является ярким аргументом в пользу образования домена в канале с ЕСР. Вместе с тем полученные данные являются также убедительным аргументом в пользу подвижного домена, поскольку, согласно геометрии СИТ (рис. 18), поле затвора действует в той области канала, которая отстоит от истока примерно на 2.0 мкм и не может воздействовать на статический домен, обычно локализованный вблизи истока (катода). К сожалению, этот режим практически не пригоден для наблюдения генерации СВЧ сигнала, поскольку не удастся стабилизировать сквозной ток и структура быстро деградирует. Но, с другой стороны, получен новый эффект, перспективы которого в прикладном плане, возможно, не менее привлекательны, чем генерация

СВЧ сигнала. Эффект резкого падения тока с большой амплитудой — основа мощных приборов с быстрым переключением. К сожалению, деградация структуры и в этом случае является препятствием для быстрой практической реализации эффекта. Однако эта ситуация не представляется бесперспективной и по существу, скорее всего, обусловлена неоднородностью n^- -слоя на основе карбида кремния. Как обычно, эта материаловедческая проблема решается направленными исследованиями по улучшению качества материала. Но возможно, что это негативное явление — специфика материала, выращенного в условиях конкретной технологической установки. В этом случае можно прибегнуть к использованию материала иного изготовления. По-видимому, последнее

не выглядит очень сложным, учитывая расширяющийся круг проводимых исследований в области технологии карбида кремния.

5. Заключение

В данной работе были получены результаты, указывающие на определяющее влияние ЕСП политипов карбида кремния на процесс электронного транспорта в сильных электрических полях вдоль выделенной оси симметрии политипов SiC (она же ось ЕСП). Это влияние выражается в виде серии сильных эффектов при электронном транспорте в квантующем электрическом поле, полученных прямым наблюдением ВАХ, а не косвенным сверхчувствительным методом оптического детектирования. Полученные результаты, в большинстве своем, являются первыми серьезными доказательствами эффективного влияния ванье-штарковской локализации на электронные спектры в кристаллах. Заметим, что в искусственных сверхрешетках этого до сих пор не получено, что может быть следствием их недостаточного кристаллического совершенства. Представленные результаты, прежде всего монополярность ударной ионизации и обнаружение подвижного домена электрического поля, являются основой для очень интересных и перспективных практических разработок уникальных приборов на основе карбида кремния. Согласно полученным данным, обнаруженный домен, будучи подвижным, является аналогом ганновского домена в известном эффекте Ганна, что с большой долей вероятности свидетельствует о возникновении микроволновых колебаний в кристалле, представляющих собой трансформированные блоховские осцилляции электронов. Их прямое обнаружение — предмет предстоящих исследований. Наблюдение эффекта разрушения электрического домена, которое сопровождается эффектом резкого высокоамплитудного переключения тока, также создает привлекательную перспективу для практических разработок.

Список литературы

- [1] F. Bloch. *Z. Phys.*, **52**, 555 (1928).
- [2] Л.В. Келдыш. *ФТТ*, **4**, 2265 (1962).
- [3] G.N. Wannier. *Phys. Rev.*, **11**, 432 (1960).
- [4] L. Esaki, R. Tsu. *IBM J. Res. Dev.*, **14**, 61 (1970).
- [5] A. Rabinovitch, J. Zak. *Phys. Rev. B*, **4**, 2358 (1971).
- [6] D. Emin, C.F. Hart. *Phys. Rev. B*, **36**, 7353 (1987).
- [7] L. Kleinman. *Phys. Rev. B*, **41**, 3857 (1990).
- [8] N.L. Chupricov. *J. Phys.: Condens. Matter.*, **11**, 1069 (1999).
- [9] E.E. Mendez, F. Agullo-Rueda, J.M. Hong. *Phys. Rev. Lett.*, **160**, 2426 (1988).
- [10] P. Voisin, J. Bleuse, C. Bouche, S. Gaillard, C. Alibert, A. Regreny. *Phys. Rev. Lett.*, **61**, 1639 (1988).
- [11] J. Feldman, K. Leo, D.A.B. Miller, J.E. Cunningham, S. Schmitt-Rink, T. Meier, G. von Plessen, A. Schulze, P. Thomas. *Phys. Rev. B*, **46**, 7252 (1992).
- [12] K. Leo, P. Haring Boilvar, E. Bruggeman, R. Schwedler, K. Kohler. *Sol. St. Commun.*, **84**, 943 (1992).
- [13] A. Sibille, J.F. Palmier, H. Wang, F. Mollot. *Phys. Rev. Lett.*, **64**, 52 (1990).
- [14] F. Bettram, F. Capasso, D.L. Sivco, A.L. Hutchinson, S.-N.G. Chu, A.Y. Cho. *Phys. Rev. Lett.*, **64**, 3167 (1990).
- [15] J. Grenzer, A.A. Ignatov, E. Schomburg, K.F. Renk, D.G. Pavel'ev, Yu. Koschurinov, B. Metzger, S. Ivanov, S. Schaposchnikov, P.S. Kop'ev. *Ann. Physik*, **4**, 1 (1995).
- [16] A. Sibille, J.F. Palmier, F. Mollot. *Appl. Phys. Lett.*, **60**, 457 (1992).
- [17] Ю.А. Водаков, А.О. Константинов, Д.П. Литвин, В.И. Санкин. *Письма ЖТФ*, **7**(7), 5 (1981).
- [18] А.О. Константинов, А.П. Кузьмин, М.И. Лебедев, Д.П. Литвин, А.Г. Остроумов, В.И. Санкин, В.И. Семенов. *ЖТФ*, **54**, 1622 (1984).
- [19] В.И. Санкин, Р.Г. Веренчикова, Ю.А. Водаков, М.Г. Рамм, А.Д. Роенков. *ФТП*, **16**, 1325 (1982).
- [20] А.О. Константинов, Д.П. Литвин, В.И. Санкин. *Письма ЖТФ*, **7**, 1335 (1981).
- [21] Р.Г. Веренчикова, Ю.А. Водаков, Д.П. Литвин, Е.Н. Мохов, В.И. Санкин, М.Г. Рамм, А.Г. Остроумов, В.И. Соколов. *ФТП*, **16**, 2029 (1982).
- [22] G.A. Baraff. *Phys. Rev.*, **128**, 2507 (1962).
- [23] Ю.А. Водаков, Д.П. Литвин, В.И. Санкин, Е.Н. Мохов, А.Д. Роенков. *ФТП*, **19**, 814 (1985).
- [24] G.B. Dubrovskii, A.A. Lepneva, E.I. Radovanova. *Phys. St. Sol.*, **57**, 423 (1973).
- [25] А.П. Дмитриев, А.О. Константинов, Д.П. Литвин, В.И. Санкин. *ФТП*, **17**, 1093 (1983).
- [26] H. Ando, H. Kanbe. *Sol. St. Electron.*, **24**, 629 (1981).
- [27] A.C. Tager. *ФТТ*, **6**, 1093 (1964).
- [28] В.И. Санкин, Ю.А. Водаков, Д.П. Литвин. *ФТП*, **18**, 2146 (1984).
- [29] P.P. Webb, R.Y. McIntyre, Y. Conradi. *RCA Rev.*, **35**, 234 (1974).
- [30] В.И. Санкин, А.В. Наумов, М.Г. Рамм, А.А. Вольфсон, Л.С. Смеркло. *Письма ЖТФ*, **15**(24), 43 (1989).
- [31] V.I. Sankin, A.A. Lepneva. *Int. Symp. on Nanostructures: Physics and Technology*, June 22–26 (St. Petersburg, Russia, 1997).
- [32] З.С. Грибников. *ЖЭТФ*, **74**, 2112 (1978).
- [33] Г.Б. Дубровский, В.И. Санкин. *ФТТ*, **14**, 1200 (1972).
- [34] Г.Б. Дубровский, В.И. Санкин. *ФТТ*, **17**, 2776 (1975).
- [35] C. van Opdorp, J. Vrakking. *J. Appl. Phys.*, **40**, 2320 (1969).
- [36] W.V. Muench, I.P. Pfaffeneder. *J. Appl. Phys.*, **48**, 4831 (1977).
- [37] P.J. Price. *IBM J. Res. Dev.*, **17**, 39 (1973).
- [38] Р.А. Сурис, Б.С. Щамхалова. *ФТП*, **18**, 178 (1984).
- [39] С. Зи. *Физика полупроводниковых приборов* (М., Мир, 1984) с. 111.
- [40] Б.С. Кернер, Д.П. Литвин, В.И. Санкин. *Письма ЖТФ*, **13**(8), 19 (1987).
- [41] B.S. Kerner, D.P. Litvin, A.D. Roenkov, V.I. Sankin. *Springer Proc. in Phys.*, **43**, 243 (1991).
- [42] В.А. Ващенко, Ю.А. Водаков, В.В. Гафийчук, Б.Й. Дацко, Б.С. Кернер, Д.П. Литвин, В.В. Осипов, А.Д. Роенков, В.И. Санкин. *ФТП*, **25**, 1209 (1991).
- [43] Ю.А. Водаков, Д.П. Литвин, Е.Н. Мохов, А.Д. Роенков, В.И. Санкин. *Письма ЖТФ*, **10**(3), 3 (1984).
- [44] А.И. Бараненков, В.В. Осипов. *Микроэлектроника*, **1**, 63 (1972).
- [45] Б.С. Кернер, В.В. Осипов. *ЖЭТФ*, **74**, 1675 (1978).

- [46] Б.С. Кернер, В.В. Осипов. ЖЭТФ, **79**, 2218 (1980).
- [47] V.V. Bryksin, Yu.A. Firsov, S.A. Kitorov. Sol. St. Commun., **39**, 385 (1981).
- [48] D. Emin, C.F. Hart. Phys. Rev. B, **36**, 2530 (1987).
- [49] R. Tsu, G. Dohler. Phys. Rev. B, **12**, 680 (1975).
- [50] Р.Ф. Казаринов, Р.А. Сурис. ФТП, **6**, 148 (1972).
- [51] В.И. Санкин, Д.П. Литвин, А.А. Мальцев, А.В. Наумов, А.Д. Роенков. Письма ЖТФ, **13** (12), 47 (1987).
- [52] В.И. Санкин, А.В. Наумов. Письма ЖТФ, **16**, 91 (1990).
- [53] V.I. Sankin, A.V. Naumov. Springer Proc. in Phys., **43**, 221 (1991).
- [54] V.I. Sankin, A.V. Naumov. Superlattice and Microstructures, **10**, 353 (1991).
- [55] В.И. Санкин, А.В. Наумов, И.А. Столичнов. Письма ЖТФ, **17**, 38 (1991).
- [56] V.I. Sankin, I.A. Stolichnov. *Int. Symp. on Nanostructures: Physics and Technology*, June 22–26 (St. Petersburg, Russia, 1994).
- [57] В.И. Санкин, И.А. Столичнов. Superlat. Microstruct., **23**, 999 (1998).
- [58] В.И. Санкин, А.А. Лепнева. ФТП, **34**, 831 (2000).
- [59] В.И. Санкин, И.А. Столичнов. Письма ЖЭТФ, **64**, 105 (1996).
- [60] А.Ф. Волков, Ш.М. Коган. УФН, **96**, 633 (1968).
- [61] В.И. Санкин, И.А. Столичнов. Письма ЖЭТФ, **59**, 703 (1994).
- [62] V.I. Sankin, I.A. Stolichnov. *Int. Symp. on Nanostructures: Physics and Technology*, June 26–30 (St. Petersburg, Russia, 1995).
- [63] W.V. Muench, E. Petterpaul. J. Appl. Phys., **48**, 482 (1977).
- [64] I.A. Khan, J.A. Cooper, Jr. Proc. ICSCIII-N'97. Stockholm (1997) p. 57.
- [65] V.I. Sankin, A.A. Lepneva. *Int. Symp. on Nanostructures: Physics and Technology*, June 22–26 (St. Petersburg, Russia, 1998).
- [66] В.И. Санкин, А.А. Лепнева. ФТП, **33**, 586 (1999).
- [67] Б.Л. Гельмонт, М.С. Шур. ФТП, **7**, 453 (1973).

Редактор Л.В. Беляков

The Wannier–Stark localization in natural superlattice of silicon carbide polytypes

V.I. Sankin

Ioffe Physicotechnical Institute,
Russian academy of sciences,
194021 St. Petersburg, Russia

Abstract In this paper the result on investigation of the transport phenomenon of silicon carbide polytypes in strong electrical fields are presented. It is shown that presence of a natural superlattice in silicon carbide polytypes affects the minizone structure in the conduction band, which leads to a number of effects such as the negative differential conduction in the Bloch oscillation regime, Stark-phonon resonances, the low minizone localization, the resonance tunneling between minizones, the monopolar hole impact ionization in wide field region, anomalous high breakdown fields with negative temperature dependence of breakdown voltage and a lot of other new effects. Notice that all numbered above are constituents of the single Wannier–Stark localization process, occurring as the middle field increases from 100 kV/cm to 2900 kV/cm (the maximum field in abrupt p – n -junction is two times larger).